

Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft
von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hedker, Jena – Fr. Kossmat, Leipzig
F. Linke, Frankfurt a. M. – W. Schweydar, Potsdam

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen

X. Jahrgang 1934

Mit 175 Figuren im Text, 2 Bildnissen und 1 Tafel

Friedr. Vieweg & Sohn A. G., Braunschweig

Reprinted with the permission of Friedr. Vieweg & Sohn, Verlag

JOHNSON REPRINT CORPORATION
111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

JOHNSON REPRINT COMPANY LIMITED
Berkeley Square House, London, W. 1

Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben von

Dr. phil. phil. habil. Dr. phil. phil. habil. Dr. phil. phil. habil. Dr. phil. phil. habil.

von

Dr. phil. phil. habil. Dr. phil. phil. habil. Dr. phil. phil. habil. Dr. phil. phil. habil.

Dr. phil. phil. habil. Dr. phil. phil. habil. Dr. phil. phil. habil. Dr. phil. phil. habil.

First reprinting, 1966, Johnson Reprint Corporation

Printed in West Germany

Elektra, Frankfurt a. M. / Höchst

Karl Mack †

Professor Dr. Karl Mack ist am 27. Januar 1934 in Stuttgart-Degerloch, wo er seit seiner Emeritierung im Herbst 1925 seinen Ruhestand verbrachte, gestorben.

K. Mack wurde am 29. August 1857 in Ludwigsburg bei Stuttgart geboren. Er studierte in Stuttgart, Tübingen, Berlin und Straßburg Mathematik und Naturwissenschaften. Schon mit 30 Jahren erhielt er an der damaligen Landwirtschaftlichen Akademie, späteren Landwirtschaftlichen Hochschule in Hohenheim einen Lehrauftrag für Physik, Meteorologie und Klimatologie. Beinahe 40 Jahre lang hat er hier gewirkt. Von 1891 bis 1896 war er gleichzeitig Vorstand der Meteorologischen Abteilung des Württ. Statistischen Landesamtes in Stuttgart. Die zu diesem Amt gehörige meteorologische Station 1. Ordnung in Hohenheim hat er bis zu seinem Eintritt in den Ruhestand geleitet.

Die Entwicklung der instrumentellen Erdbebenforschung in Württemberg ist eng mit dem Namen K. Macks verknüpft. Zusammen mit August Schmidt, dem damaligen Vorstand der Meteorol. Abteilung des Württ. Stat. Landesamts, hat er die Erdbebenwarte in Hohenheim ins Leben gerufen. Die Ausrüstung und dauernde Verbesserung dieser Warte lag ihm immer ganz besonders am Herzen; dabei wurde er von seinem tüchtigen Mechaniker C. Pfisterer tatkräftig unterstützt. Die in den Jahren 1905 bis 1923 an dieser Station aufgezeichneten Erdbeben wurden von ihm in den Jahresberichten bearbeitet (veröffentlicht bis 1918); 1911 bis 1917 kamen noch die Aufzeichnungen der Hilfsstation in Biberach und nach dem Kriege die der Ravensburger Erdbebenwarte hinzu. Die ganze geschichtliche Entwicklung der Erdbebenforschung in Württemberg bis zum Jahre 1925 hat K. Mack in einer ausführlichen Abhandlung in den Württ. Jahrbüchern für Statistik und Landeskunde

niedergelegt. Die beiden süddeutschen Beben am 16. November 1911 und 20. Juli 1913 mit ihren zahlreichen Nachbeben gaben ihm reichlichen Stoff zur Bearbeitung. In einer gemeinsamen Arbeit mit Aug. Schmidt über das erste Beben hat er namentlich über die damals beobachteten Lichterscheinungen berichtet und diese einer kritischen Prüfung unterzogen. Noch in den letzten Monaten vor seinem Tode hat er sich für neuere Arbeiten über diese Fragen interessiert. Eine besondere Vorliebe hatte K. Mack für die bei Weltbeben auftretenden Wiederkehrwellen. Die erste Anregung dazu gab ihm das Tongabeben am 26. Juni 1917; er hat die Hohenheimer Registrierungen dieses Bebens ausführlich in dieser Richtung bearbeitet und darüber an mehreren Stellen berichtet. Die Ergebnisse dieser Untersuchung hat er an allen späteren Weltbeben nachgeprüft.

Neben diesen rein seismischen Arbeiten hat K. Mack noch verschiedene mathematische, physikalische und meteorologische Arbeiten veröffentlicht. Von diesen seien hier besonders zwei genannt: Das Klima von Hohenheim, auf Grund der Beobachtungen der dortigen meteorologischen Station, und seine Studien über Wirbel, die bei der Bildung von Wolken auftreten.

Mit K. Mack, der Mitbegründer und Vorstandsmitglied der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft war, haben wir nicht nur einen ausgezeichneten Gelehrten und Forscher, sondern auch einen lieben, aufrichtigen und immer wohlwollenden Menschen verloren. Mir persönlich war er ein verehrter Lehrer in der Seismologie, an den ich immer in Hochachtung und Dankbarkeit zurückdenken werde.

W. Hiller.

Die südalbanischen Erdbeben 1930/31

Von Ernst Nowack, München

Nachstehend werden die Ergebnisse von makroseismischen Untersuchungen im Gebiet der südalbanischen Beben 1930/31 niedergelegt. Ich bereiste im Frühjahr 1932 etwa 6 Wochen das Erdbebengebiet, dessen geologische Verhältnisse mir in großen Zügen schon von meinen Aufnahmearbeiten in Albanien bekannt waren. Zweck meiner Reise war es hauptsächlich, verlässliche Nachrichten über die Wirkungsweise der Beben zu sammeln. Es war beabsichtigt, die unmittelbaren Ergebnisse meiner Erkundungen, die sich auf über 50 Ortschaften, überdies noch Einzelhöfe und Hirtenlager erstreckten, dieser Arbeit als Anhang beizufügen. Wegen Druckkostenersparung mußte darauf verzichtet werden; ebenso wurde auf Veranlassung der Schriftleitung mein Manuskript um etwa ein Drittel gekürzt. Damit das von mir gesammelte Beobachtungsmaterial für die Fachwelt nicht verlorengeht, übergebe ich das Ur-Manuskript sowie die Ortschaftslisten der R. A. für Erdbebenforschung in Jena zur Aufbewahrung. Die mikro-seismische Bearbeitung der südalbanischen Beben 1930/31 hat Prof. V. Conrad in Wien übernommen, die Veröffentlichung seiner Ergebnisse konnte jedoch leider nicht abgewartet werden. Vom regionaltektonischen Standpunkt habe ich meine Untersuchungsergebnisse in der „Geol. Rundschau“ (Bd. 24, H. 3/4) behandelt. Dasselbst sind auch die Isoseistenkarten und eine geologische Skizze des Bebengebietes veröffentlicht.

1. Verlauf der Bebenperiode. Am 21. November 1930 um 3^h einige Minuten wurde das Küstengebiet Südalbaniens von einem vernichtenden Erdbeben erschüttert. Dem Hauptbeben war eine schwache Erschütterung einige Minuten vorangegangen, durch welche die Leute bereits vielfach aus dem Schlafe geweckt wurden. Dieses Vorbeben war jedoch noch nicht so stark, daß es die Leute beunruhigt oder gar aus dem Hause getrieben hätte. Das Hauptbeben setzte mit einem überaus heftigen Stoße ein, dem kurz nacheinander zahlreiche weitere sehr heftige Stöße folgten.

Das Beben legte die Ortschaften Tërbaç und Dukati zu beiden Seiten des Gebirgszuges Stogo -Kiore fast völlig in Trümmer, zahlreiche verheerende Berg-rutsche und Felsstürze gingen im benachbarten Gebirge nieder. Auch mehrere Nachbardörfer wurden verwüstet. Die zerstörenden Wirkungen erstreckten sich ungefähr auf einen Umkreis von 15 km. Die Grenze der Fühlbarkeit bildete im Norden ungefähr der Semenifluß, im Süden die Landesgrenze, im Osten das Vjossa- und Dhrinotal. Der Radius des makroseismisch erkennbaren Schüttergebietes betrug somit etwa 60 km.

In derselben Nacht folgten noch mehrere schwächere Stöße; die Boden-unruhe dauerte auch die folgenden Tage und Wochen an und erstreckte sich über das ganze vom Hauptbeben erschütterte Gebiet. Während der ersten Woche erfolgten Beben fast stündlich, manchmal sogar mehrmals in der Stunde. Dann folgten die Erschütterungen in größeren Abständen, aber doch ungefähr 1 bis 2 Monate hindurch fast täglich. Die Leute wagten die ganze Zeit — dort, wo sich

das Hauptbeben zerstörend bemerkbar gemacht hatte — nicht in die Häuser zurückzukehren und kampierten trotz der Winterszeit im Freien.

Unter den Nachbeben erreichten mehrere noch zerstörende bis verwüstende Wirkungen: sie hatten aber mehr oder minder lokalen Charakter. Es ist sehr schwer bei der Unzahl von Erschütterungen, die monatelang die Bevölkerung in Aufregung versetzten, die in den einzelnen Orten gespürten Erschütterungen zu identifizieren, um so mehr, als fast nirgends Aufschreibungen bestehen oder das Datum beachtet wurde. Nur bei zwei Beben — den stärksten nach dem ersten Hauptbeben — gelang es noch, sichere Daten aus zahlreichen Orten zu sammeln, so daß es einwandfrei möglich war, Epizentren und Reichweite festzustellen.

Die heftigste und am weitesten fühlbare Erschütterung nach dem Beben vom 21. November — wir nennen es weiterhin das erste Hauptbeben — erfolgte am 2. Dezember, 14^h 30' nachmittags (zweites Hauptbeben). An diesem Tage waren bereits zwei schwächere Stöße vorangegangen. Die Bevölkerung hielt sich in dieser Zeit noch größtenteils im Freien auf. Die zerstörenden Wirkungen dieses Bebens beschränkten sich auf die Ortschaft Gunnicë (am Osthang des Stogogebirges) und seine Nachbardörfer sowie auf das Dorf Bolenë, wo sich ein Sekundärherd entwickelte. Die Reichweite der Fühlbarkeit ließ sich nicht so genau wie beim ersten Beben feststellen, dürfte aber über 40 km nicht hinausgegangen sein. In der zweiten Hälfte Januar 1931 kehrten die Bewohner der in Mitleidenschaft gezogenen Dörfer allmählich — allerdings mehr durch Kälte und Nässe getrieben, als aus Gefühl der Sicherheit — in die Häuser zurück. Die Erschütterungen dauerten zwar noch an, folgten aber in immer größeren Abständen und waren im allgemeinen nur schwach. Nur Bolenë wurde wieder — in der Nacht vom 11. auf den 12. Januar — durch ein starkes Beben, das wieder Einstürze zur Folge hatte, erschüttert. Dasselbe Beben scheint auch in Himara stärker als die übrigen Nachbeben verspürt worden zu sein. Ferner wurde Palasë (an der Küste südlich des Llogorapasses) im Mai durch ein stärkeres Beben betroffen, das auch Felsstürze im Gebirge zur Folge hatte.

Den Sommer über herrschte fast völlige Ruhe. Nur in wenigen Ortschaften wurden auch im Sommer Erschütterungen verspürt. So hatte Valona ein stärkeres Beben am 3. August 12^h 45'. Im Herbst desselben Jahres erfolgte zunächst ein schwacher Stoß am 23. September 15^h; er war hauptsächlich in Valona fühlbar und richtete hier einigen Schaden an. Am 24. September in den ersten Nachmittagsstunden erfolgte ein wesentlich heftigerer Stoß, dessen Herd wieder etwas weiter nach Norden gegenüber den Herden der ersten zwei Hauptbeben lag. Dieses Herbstbeben (drittes Hauptbeben) zerstörte die Ortschaft Lapardha zum großen Teil; auch in den Nachbarortschaften zeigten sich noch zerstörende Wirkungen. Das Schüttergebiet war jedoch von wesentlich geringerem Umfang als bei den beiden früheren Hauptbeben, der Radius des Gebietes seiner Fühlbarkeit erreichte kaum 30 km. Äußerst stark wurde dieses Beben auch in Ramicë und Bolenë verspürt. Es muß jedoch dahingestellt bleiben, ob dieses Beben, das ein eigenes und sehr beschränktes Schüttergebiet hat, mit jenem, das Lapardha

zerstörte, synchron war, oder ob es nicht ein Nach- (Auslösungs-) Beben war. Ein genaues Datum war an diesen Orten nicht zu erfahren. In Bolenë erfolgte wenige Tage darauf noch ein stärkeres Nachbeben. Weitere, aber durchaus kleine Nachbeben wurden dann noch an vielen Orten in großen Zwischenräumen bis in den Herbst und vereinzelt, in Küstennähe auch im Frühjahr 1932 verspürt.

2. Beobachtungen während der Beben. a) Dauer der Beben. Da erfahrungsgemäß die Dauer starker Beben infolge der durchlebten Angst stets überschätzt wird und zu hohe Zeitangaben gemacht werden, legte ich Gewicht darauf, Angaben darüber zu erhalten, was die Gewährsleute während der Beben-dauer getan haben. Die Auskunft lautete übereinstimmend dahin, daß die Leute beim ersten Beben sich bemühten, das Freie zu gewinnen, vielfach jedoch durch die dauernden Bewegungen, durch das Hin- und Hergeworfenwerden, die verklemmten Türen und die Mauereinstürze daran verhindert wurden und daß die Bewegungen, auch als die Personen das Freie erreicht hatten, noch andauerten. Meist wird auch der Unterschied gegenüber den kurz anhaltenden Erschütterungen bei den späteren Beben hervorgehoben. Eine genaue Zeitangabe bezüglich der Dauer des ersten Bebens war nur in einem Falle zu erlangen. Und zwar von einem Telegraphisten in Himara: 33 Sekunden.

Vermutlich gab es auch beim zweiten Hauptbeben eine große Zahl von Einzelerschütterungen, die kurz aufeinander folgten; genaue Zeitangaben erhielt ich nicht.

Die Dauer des dritten Bebens wird übereinstimmend als kurz geschildert. Es dürfte sich im wesentlichen um einen Stoß gehandelt haben. Auch die Angaben weiter vom Epizentrum lauten: „ein kurzes Rütteln“, „es war vorüber, bevor man aus dem Hause konnte“.

b) Richtung der Stöße. Nach den fast eindeutigen Angaben kamen die Stöße aus der durch die Isoleisten bestimmten Richtung des Epizentrums. Die Richtigkeit der Angaben über die Stoßrichtung wurde auch vielfach durch andere Angaben nachgeprüft. Angaben über Stoßrichtung von unten erhielt ich fast nur aus Orten unmittelbar am Epizentrum, was auch durch die vorzugsweise Zerstörung der Dächer in diesen Orten bestätigt wird.

In einzelnen Ortschaften (Velçë, Ranicë und Trajas) — sie befinden sich, wie noch gezeigt werden soll, in einer besonderen geologischen Lage — wurde ein „Vorüberlaufen“ des Bebens beobachtet.

Auch beim dritten Beben stimmen die Angaben über die Stoßrichtung gut mit der Lage des auf Grund der Isoleisten ermittelten Epizentrums überein. Angaben über Stoßrichtung von unten waren vom dritten Beben nicht zu erhalten. Dies, wie auch andere Anhaltspunkte sprechen dafür, daß das Epizentrum weiter ab von einem bewohnten Platze und der Herd sehr seicht lag; damit stimmt auch die geringe Reichweite der Fühlbarkeit überein.

c) Geräusche. Erdbebengeräusche waren bis auf wenige Ausnahmen in allen Teilen des Erschütterungsgebietes hörbar; sie wurden immer unmittelbar vor

den Beben beobachtet. Im allgemeinen werden sie ähnlich dem Geschützdonner beschrieben. Nahe dem Epizentrum werden die Geräusche beim ersten Beben auch mit dem Brausen und Sausen eines Regensturmes verglichen. Im zentralen Gebiet werden im allgemeinen die Geräusche weniger eindeutig beschrieben. Hier verblaßt offenbar die Erinnerung an die unterirdischen Geräusche gegenüber den Eindrücken, die das Zusammenbrechen der Häuser und das Prasseln der Felsstürze hervorrief.

Dagegen wird aus dem zentralen Gebiet des dritten Bebens das Geräusch auch als ein Krach, wie der Abschluß eines schweren Geschützes in unmittelbarer Nähe beschrieben. Diese Wahrnehmung stimmt gut mit dem Umstand überein, daß das erste Beben aus einer lang anhaltenden Folge von Erschütterungen bestand, also jedenfalls mit einer reibenden Bewegung verbunden war, die ein Rumpeln an der Bewegungsfläche hervorrief, während das dritte Beben aus einem kräftigen Einzelstoß bestand.

Die Donnergeräusche waren auch bei den meisten der schwächeren Nachbeben vernehmbar, und zwar immer kurz vorher, so daß das der Bevölkerung als Gesetzmäßigkeit bei den Bebenerscheinungen auffiel. Hier und da wird auch berichtet, daß man ein Donnergeräusch vernahm, so daß man ein Beben erwartete, die Erschütterung jedoch ausblieb. Es ist dies wohl durch Lösung von Spannungen, vielleicht Aufreißen von Sprüngen zu erklären, die aber keine bzw. nur unmerkliche Bewegungen hervorriefen. Auch ging manchmal kleinen Erschütterungen verhältnismäßig starker Donner voraus.

Häufig konnte auch die Richtung, aus der das Geräusch zu kommen schien, beobachtet werden; sie stimmt meist mit der Richtung überein, in der der Herd des Bebens war. In einigen Orten jedoch schien das Geräusch von den unmittelbar benachbarten Bergen auszugehen; in diesem Falle hat es sich ohne Frage um Echoerscheinungen gehandelt. Das bereits erwähnte — auch hörbare — „Vorüberlaufen“ der Beben halte ich dagegen für eine Einwirkung der Untergrundverhältnisse auf die Schallwellen, da es vor allem die beiden einander benachbarten und in gleicher geologischer Position liegenden Ortschaften Velçë und Ramicë beobachteten. Vermutlich hat das Eindringen der Schallwellen aus dem Flysche in die diluviale sehr kavernöse Kalkbrekzie eine Verstärkung der unterirdisch fortgepflanzten Schallwellen hervorgerufen und gleichzeitig ihre Brechung den Eindruck erweckt, als laufe das Geräusch dem Plateaurand entlang*).

Deutlich zeigt sich auch beim ersten Beben ein schalleerer Raum an der Westseite der Stogokette: Die vom Beben sehr stark betroffenen Ortschaften Dukat und Trajas hörten kein Geräusch. Wir müssen annehmen, daß durch den Boden keine Schallwellen vom Herde bis hierher drangen, und — was die Fortleitung des Schalles durch die Luft betrifft — diese Ortschaften im Schallschatten der Stogokette liegen. Es scheint überhaupt, als ob der Schall aus dem Herd-

*) Man vergleiche die geologische Skizze l. c. oder meine geologische Übersichtskarte von Albanien 1:200 000 (Karthogr. Institut Wien, 1928).

gebiet im wesentlichen durch die Luft fortgepflanzt worden sei, da fast nirgends die Geräusche aus dem Boden zu dringen schienen, sondern mehr von den Bergen her kamen. Nur in dem Falle des „Vorüberlaufens“ des Getöses muß man annehmen, daß die Schallwellen im Boden, durch die Untergrundverhältnisse bedingt, hörbar wurden.

d) Lichterscheinungen. Lichterscheinungen wurden nur im zentralen Gebiet des ersten Bebens wahrgenommen. Die Berichte völlig voneinander unabhängiger Personen aus verschiedenen Orten sind derart bestimmt und eindeutig, daß an der Tatsache der Lichterscheinungen kein Zweifel sein kann. Aus den Berichten geht deutlich hervor, daß die Erscheinungen auf das Gebiet in der Nähe des Epizentrums beschränkt waren und dort ihre Quelle gehabt haben müssen. Am kräftigsten wurden sie in Tërbaç wahrgenommen, wo alle Gewährsleute übereinstimmend versichern, daß es während des Bebens „hell wie am Tage“ war. Folgende Schilderungen (auszugsweise) zeigen die Art, wie die Lichterscheinung empfunden wurde:

Tërbaç: „Es war taghell, solange es bebt, dann wieder gewöhnliche Nacht.“ „... das Licht hielt etwa 5 Minuten an, es war kein Licht mit sichtbarer Quelle, sondern eine Helle, wie weißer Rauch oder Nebel. Das Licht dauerte so lange, als Beben und Felsstürze dauerten.“

Vranisht: „Die Helle kam aus Richtung Stogo und war so stark — auch während des Bebens —, daß ich einen Feigenbaum, um den ich fürchtete, so gut wie bei Tageslicht beobachten konnte. Es dauerte 2 bis 3 Minuten und ich beobachtete das Pendeln des Feigenbaums...“

Kalarat: Eine Frau: „Ich sah in der Richtung Vranisht—Tërbaç bläulich-helle Flammen. Die ganze Gegend, besonders in den Bergen, war plötzlich ganz hell.“

Ganz verschieden von diesen Schilderungen ist der Bericht zweier Arbeiter von der Llogorasäge. Es handelt sich hier ohne Zweifel um eine andere Erscheinung. In der Bebenacht und in den zwei folgenden Nächten zeigte sich auf dem Gipfel der Kiore eine Flamme, wie eine Kerze in Form und Farbe. Sie war nicht zuckend wie etwa Lagerfeuer, und erschien vom Tale aus, als ob sie etwa 1 bis 2 m hoch wäre; sie gab aber keinen Lichtschein ins Tal.

Diese letztere Beschreibung läßt mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine elektrische Strahlung von der Art des St. Elmsfeuers schließen. Die andere Erscheinung dürfte wohl primär auf Erzeugung von Reibungselektrizität längs der sich bewegenden Dislokationsflächen zurückgehen. Bemerkenswert ist der hohe Bitumengehalt des Hauptdolomits, in dessen Bereich ja ein Teil des zentralen Bebengebietes fällt. Daß sich bei der Bewegung und Reibung des Gesteins entzündbare Kohlenwasserstoffgase entwickelten und diese erst das Leuchten hervorriefen, ist eine naheliegende Erklärung. Auch die mehrfache Beschreibung, daß es „ein blaues Licht“ war und es „von den Bergen“ kam, spricht für diese Annahme.

e) Wirkungen. Bezüglich der Wirkungen im einzelnen sei auf die Ortschaftslisten verwiesen (s. Vorbemerkung). Hier seien nur einige allgemeine Gesichtspunkte erörtert.

Wirkung auf Gebäude. Abgesehen vom zentralen Gebiet des ersten Bebens, in welchem selbst gut gebaute Häuser den Erschütterungen nicht standgehalten haben, kann man annehmen, daß ein großer Teil der Zerstörungen an Gebäuden auf die meist nicht gute Bauweise oder den schlechten Bauzustand zurückzuführen ist. Dem wurde natürlich bei Ermittlung der Bebenstärken bereits Rechnung getragen.

Die Häuser im Erdbebengebiet sind durchweg aus Stein gebaut und in der Regel ein Stockwerk hoch. Die gut geschichteten, senkrecht geklüfteten Kalksandsteine des Flysches liefern einen sehr brauchbaren und bequemen Baustein. In die Steinmauern werden in gewissen Abständen zur Stützung und Ausrichtung der Mauern Holzpfosten eingezogen. Als Bindemittel wird teils nur Lehm, teils Kalkmörtel verwendet. Außenverputz gibt es sehr selten. Die Verwendung des Bindemittels ist natürlich für die Festigkeit der Häuser von ausschlaggebender Bedeutung. Die mit Kalkmörtel gebauten Häuser sind weit widerstandsfähiger.

Sehr plump und schwer ist durchweg die Dachkonstruktion. Zur Dachdeckung werden in dem Gebiet fast durchaus Flyschsteinplatten verwendet. Die Schwere derselben und auch der Mangel an geeignetem Holz für Tramen und Sparren bedingt auch, daß eine große Menge meist knorrigen Holzes (vorwiegend Eiche) in den Dachstuhl verbaut ist. Diese schweren, plumpen Dachkonstruktionen haben jedenfalls auch viel zu den schweren Schäden beigetragen.

In den Orten nahe am Epizentrum wurden die Dächer sämtlicher Häuser abgedeckt. Die Steinplatten wurden abgeworfen, zum Teil brachen aber auch die Dachstühle zusammen. Aber auch in Gebieten geringerer Erschütterung waren Dachschäden die Regel und hörte man sehr oft als eine der auffälligsten Bebenwirkungen für die Hausbewohner das „Öffnen des Daches“. Es ist dies auf die lose Verbindung der schweren Steinplatten mit dem Dachgerüst zurückzuführen und an und für sich noch kein Merkmal sehr heftiger Erschütterung.

In den am meisten betroffenen Ortschaften nahe am Epizentrum gibt es wenige Häuser, die ohne Mauereinstürze, nur mit Rissen, davonkamen. Es sind das Häuser von besonders starker Bauart. Die Mauereinstürze in Orten weiter ab vom Epizentrum sind nicht immer in der Richtung der Stöße erfolgt, sondern mindest ebenso oft auch in der Richtung gegen den Stoß. Auch diese Beobachtung bestätigt wieder die Aussage der Leute, daß das erste Hauptbeben ein lang andauerndes Rütteln war, die Mauern also nicht durch den ersten Stoß, sondern erst durch Einwirkung zahlreicher, unmittelbar aufeinander folgender Stöße aus gleicher Richtung umfielen. Auch die verhältnismäßig geringen Menschenverluste in Anbetracht der großen Zerstörungen an den Häusern finden damit eine Erklärung (s. auch weiter unten).

Wirkung auf Menschen und Tiere. Die Verluste an Menschenleben betrugen im ganzen 19 Tote (in Brataj, Tërbaç, Dukatë, Palasë und Dhërmi)

und weit über 100 Verletzte. Zahlreiches Vieh (über 1000 Schafe und Ziegen, viele Kühe) kam durch Felsstürze um. Diese Menschen- und Tierverluste gehen fast alle auf Rechnung des ersten Hauptbebens. Auch die psychische Wirkung dieses Bebens war weitaus die größte.

Daß das zweite große Beben keine Verluste brachte, ist vor allem darauf zurückzuführen, daß damals alle noch im Freien lebten und es zudem am Nachmittag war. Die Bodenerschütterungen waren auch damals im Zentrum des Bebens so stark, daß sich Menschen weder stehend noch gehend aufrecht halten konnten; ebenso wird aus dem Zentrum des dritten Bebens berichtet, daß Menschen umgeworfen wurden, vor allem wohl deshalb, weil es ein plötzlicher kräftiger Stoß war, der ganz unvorbereitet die Bewohner traf.

Unter den Angaben über besondere Beobachtungen an Tieren wiederholte sich immer wieder übereinstimmend jene, daß kurz vor dem donnerartigen Geräusch die Hunde geheult hätten. Mehrfach wurde die Reihenfolge betont: Hundegeheul — Donner — Beben. In einigen Orten erklärten die Leute, das Hundeheulen sei für sie ein Warnungssignal, so daß sie darauf die Häuser verließen.

Da die Bewohner der verschiedensten Ortschaften, voneinander unbeeinflußt, diese gleiche Beobachtung berichteten, so wird man mit der Tatsache rechnen müssen, daß zumindest gewisse Hunde ein sehr feines Witterungsvermögen für Erdbeben besitzen, wahrscheinlich empfinden sie schon leichte, für den Menschen noch nicht spürbare Vorbeben*).

Man sollte das Augenmerk auf diese Feinfühligkeit der Hunde für Erdbeben richten und herauszufinden suchen, welche Hunde es sind, die auf Erdbeben reagieren. Vielleicht ließe sich dann durch Zucht das Vermögen noch steigern.

Vereinzelte wird auch von dem Beben vorausgehender Unruhe der Maultiere und von unruhigem Flattern der Hühner berichtet.

Wirkungen im Gelände. Das erste Hauptbeben äußerte sich in ziemlich weitem Umkreis (bis auf etwa 15 km) um das Epizentrum herum im Gelände durch Bergrutsche, Felsstürze, Bodenabrutschungen und Bodenrisse. Die größten Bergstürze erfolgten auf der NE-Seite von Kiore und Stogo und auf den W-Hängen der Çika. Der Bergrutsch auf der Kiore gegenüber Tërbaç war ein Abrutsch eines gewaltigen Plattenpaketes einschließlich des auf seiner Oberfläche gewachsenen Tannenwaldes. Die Abrißstelle erscheint heute als großer schneeweißer Fleck blanken Gesteins (Schichtoberfläche) in einem Ausmaß von etwa 6 bis 8 ha. Darunter zieht sich ein mächtiger Schuttkegel 700 bis 800 m hinab ins Tal. Die Abrißstelle dürfte in etwa 1400 m Seehöhe gelegen sein. Der Bergsturz erfolgte, wie übereinstimmend gesagt wurde, noch während des Bebens.

*) Der Einwand Siebergs, daß sich Tiere nachgewiesenermaßen um mikro-seismische Bodenunruhe nicht kümmern, läßt sich dadurch entkräften, wenn man annimmt, daß wohl ganz richtig ein Großteil der seismischen Bodenunruhe für Tiere nicht wahrnehmbar ist, weil die Erschütterungen unter dem Schwellenwert des Wahrnehmungsvermögens liegen, daß sie aber sehr gut jenen Teil der mikro-seismischen Bodenunruhe empfinden können, der knapp unter dem Schwellenwert des menschlichen Wahrnehmungsvermögens liegt.

Von der Stogo gingen neben zahlreichen kleineren Felsstürzen, welchen viele Ziegen und auch einige Hirten zum Opfer fielen, zwei größere Bergstürze nieder: einer oberhalb Tërbaç, der bis in den Ort reichte, einige Häuser zerstörte und dabei Menschen erschlug, der andere in einem Hochtal des Stogo oberhalb Brataj. Die Abrißstelle dieses letzteren Bergsturzes liegt nahe dem Kamme, der Absturz erfolgte in der Bahn eines ungeheuren, wahrscheinlich prähistorischen Bergsturzes, dessen Trümmer die ganze Umgebung von Brataj bis über die Sushica hinüber in die Gegend von Mesaplik erfüllen*).

Sehr zahlreich und ausgedehnt sind die Berg- und Felsstürze am W-Hang der Çika gewesen. Das Gelände hat sich hier merklich verändert — überall sieht man die hellen von Schutt und Vegetation entblößten Abrißstellen im Gestein und die Schutzzungen und Felshalden darunter. Der alte Tragtierweg von Palasë zum Llogorapaß ist durch die Bergstürze völlig verlegt und ungangbar geworden**). Die große Steilheit des W-Hanges der Çika und die Kleinklüftigkeit des Hauptdolomites hier ist die Ursache, daß das Beben hier so verheerende Wirkungen erreichen konnte.

In einem sicher beobachteten Falle, am Llogorapaß, öffnete sich auch beim ersten Beben eine Bebenspalte im gewachsenen Fels, die bis 1 m Breite erreichte und sich auf fast 1 km Länge hinzog. Die Spalte verläuft interessanterweise genau in der Richtung und ungefähr auch auf der Ausstrichlinie der großen Llogorastörung, die auf der Übersichtskarte bereits deutlich zum Ausdruck kommt. Ich konnte diese Spalte 1½ Jahre nach dem Beben auf dem von dichter Waldvegetation und viel Schutt überdeckten Abhang stellenweise noch gut verfolgen; sie ist heute von Schutt und Humus aufgefüllt. Immerhin erkennt man noch, daß an einigen Stellen die beiden Ränder der Spalte bis etwa 20 cm senkrecht gegeneinander abgesessen sind. Meist scheint es jedoch nur zu einem Klaffen, ohne senkrechtem Verschieben gekommen zu sein.

Zahlreich sind die Nachrichten über Risse und Spalten im Humusboden. Absitzen größerer Partien von Ackerboden, Verrutschung oder Zerstörung von Terrassenfeldern samt Olivenbäumen usw. Die Bodenspalten bildeten mehrfach ein Verkehrshindernis, da sie mit Tieren nicht überschritten werden konnten. Diese Vorgänge sind natürlich an das Flyschgebiet gebunden und es litten daher darunter die meisten der dem Epizentrum nahen Ortschaften am Osthang der Stogokette, und zwar: beim zweiten Beben Gjormi-Gumenicë, beim dritten Beben Lapardha-Mazhari.

*) Diese Bergsturzmasse ist bereits auf der geologischen Übersichtskarte (1928), allerdings leider unzureichend, dargestellt, da ja die Karte auf Routen beruht und die Herkunft der Bergsturzmasse vom Hange des Stogo von mir damals wohl vermutet, aber nicht beobachtet worden war

**) Dieser Saumweg besitzt eine gewisse historische Bedeutung durch den Zug Cäsars im Kriege gegen Pompejus, da Cäsar nach seiner überraschenden Landung hier an der Küste auf diesem Wege in bewundernswertem Nachtmarsch über den Llogorapaß gegen Apollonia, das damalige Emporium Südalbaniens, vorrückte.

Wirkung auf die Wasserführung von Quellen. Ganz allgemein konnte im ganzen pleistoseisten Gebiet (bis etwa 15 km Entfernung vom Epizentrum) mehr oder minder eine Abnahme in der Schüttung der Quellen beobachtet werden. Einige und zwar gerade sehr kräftige Quellen im Kalk und Dolomit versiegten fast völlig und kamen auch nicht mehr wieder, während sich sonst mit der Zeit die Wasserführung der betroffenen Quellen meist wieder gebessert hat. In anderen Fällen hat jedoch die Schüttung dauernd nachgelassen. Nur in wenigen Fällen wird von dem Auftreten neuer Quellen oder Zunahme der Wasserführung bestehender Quellen berichtet.

Die kräftigste hydrologische Umänderung ging in der Gegend des Llogorapasses und der Ortschaft Dukatë vor sich. Ein von einer kräftigen Quelle an der Westseite der Kiore gespeister Bach nordwärts unterhalb des Llogorapasses bei der Brettsäge, der dort viel zu dem landschaftlichen Reiz der Gegend beitrug, ist dauernd versiegt. Allerdings sind in der Nähe andere Quellen erschienen, die in der ersten Zeit „schwarzes Wasser“ lieferten. Alle diese Quellen liegen unmittelbar an der erwähnten Erdbebenspalte am Llogorapaß. Auch die Wasserführung eines anderen Baches zwischen Dukatë und Llogorapaß (Nordwestseite der Kiore) hat seine Wasserführung stark vermindert, dagegen haben die Bäche in Dorfnähe, deren Quellgebiet in der Richtung des Sattels von Shën Gjergj liegt, und die früher die meiste Zeit des Jahres nur Trockenbetten hatten, eine dauernd gute Wasserführung erhalten.

Unter einer dauernden Wasserverminderung der Quellen hat vor allem auch der sonst so stark betroffene Ort Palasë zu leiden. Die Quellen waren hier zunächst fast alle versiegt, haben jedoch dann allmählich wieder die Wasserspende aufgenommen, ohne jedoch die frühere Schüttung zu erreichen. Auch bei Vranisht haben die Quellen dauernd ihre Wasserergiebigkeit stark vermindert. Tërbaç berichtet auch von Quellverlegungen, die Wasserverminderung hat nicht alle Quellen ergriffen. Bei Brataj, nahe der Sushicabrücke, ist eine neue gute Quelle hervorgekommen. Die starken Quellen auf dem Plateau von Barçala (N-Seite der Stogo) sind sehr stark zurückgegangen, fast versiegt. Dauernd sehr stark vermindert hat sich auch die Wasserführung der Quellen von Ramicë, während jene von Velçë erst im Frühjahr 1932 ihre Wasserspende wieder vergrößert haben. Auch in Trajas haben sich die Quellen nach allgemeiner Wasserverminderung allmählich wieder erholt.

Wir sehen, daß die hydrologischen Veränderungen sich durchaus an das Gebiet der stärksten Erdbebenwirkungen halten und die Störung der unterirdischen Wasserzirkulation eine unmittelbare Folge der Zerrüttung und der Verschiebungen im Untergrund ist.

f) Vor- und Nachbeben. Es ist sichergestellt, daß ein schwaches Vorbeben, das höchstens Stärke V erreichte, der Hauptschütterung des ersten Bebens einige Minuten voranging; die Reichweite dieses Vorbebens war bereits die gleiche wie die des Hauptbebens.

Die Nachbeben zeigten den typischen Verlauf: zunächst zahlreiche Erschütterungen in kurzen Abständen — täglich, ja stündlich —, dann in immer größeren Zwischenräumen. Eine große Zahl der Nachbeben war über das ganze Schüttergebiet des Hauptbebens fühlbar, die weitaus meisten scheinen jedoch im pleistoseisten Gebiet allein verspürt worden zu sein. Das zweite Hauptbeben, das ja einen anderen Herd hatte, erfolgte mitten in den Nachbeben des ersten Hauptbebens; es ließ sich natürlich bei der meist geringen Stärke der Nachbeben bzw. Vorbeben und der verhältnismäßig geringen Entfernung der beiden Herde nicht feststellen, ob und von welchem der beiden Herde die vielen schwachen Beben ausgingen.

Die Nachrichten über Vor- und Nachbeben des dritten Hauptbebens sind so ungenau, daß sich kein Bild gewinnen läßt.

Es steht auch fest, daß manche von den Nachbeben — zu denen im weiteren Sinne im Verhältnis zum ersten Beben auch das zweite und dritte Hauptbeben gehören — von lokalen Herden ausgegangen sind. Soweit sicher festzustellen war, liegt an der großen östlichen Längsstörung, die das Schüttergebiet durchzieht, bei Bolenë, ein solcher lokaler Herd, von welchem einige Erschütterungen (Beben vom 2. Dezember 1930, 11. bis 12. Januar 1931, Herbst 1931) von ganz geringer Reichweite ausgingen, ebenso sind — soweit Nachrichten vorliegen — Fterrë und Borsh (an der gleichen Längsstörung) und die Gegend von Valona (Beben vom 3. August und 23. September 1931) Ausgangspunkte von Lokalbeben gewesen. Verschiedenen Angaben zufolge ist anzunehmen, daß überhaupt ein beträchtlicher Teil der Nachbeben keine echten Nachbeben waren, sondern den Charakter von Lokalbeben hatte, die durchaus an die Störungslinien des Schüttergebietes anknüpften. Bei Schilderung der Bebenperiode wurde bereits erwähnt, daß die letzten Beben vom Jahre 1932 ihre Herde in Küstennähe gehabt haben dürften. Wahrscheinlich knüpfen sie an den Randabbruch des Festlandes gegen das Meer: sie waren zwar nicht stark, hatten aber ein verhältnismäßig ausgedehntes Schüttergebiet. Ihr Herd lag daher vermutlich tief, vielleicht untermeerisch.

Wir gewinnen also den deutlichen Eindruck, daß, abgesehen von der die eigentlichen Nachbeben verursachenden elastischen Nachwirkung innerhalb der betroffenen Schollen, das ganze Störungsnetz des vom ersten Beben erschütterten Gebiets in Mitleidenschaft gezogen wurde und sich allmählich im Laufe der Bebenperiode auch ein Spannungsausgleich zwischen den Einzelschollen des Systems vollzog.

3. Epizentren und Herde. Die Lage der Epizentren der drei Hauptbeben läßt sich auf Grund der ermittelten pleistoseisten Gebiete und der geologischen Verhältnisse mit ziemlicher Sicherheit erkennen.

Das Epizentrum des ersten Bebens liegt im Raume der Qafa Shën Gjergj, also etwas nördlich der Kulmination der Akrokeraunischen Gebirge. Der Herd läßt sich nämlich auf Grund der geologischen Verhältnisse mit großer

Sicherheit an der Querstörung annehmen, die zwischen Stogo und Kiore durchstreicht und durch die tiefe Einsattelung der Qafa Shën Gjergj bezeichnet ist. Die Störung fällt im geologischen Kartenbild hauptsächlich durch die tiefe Einbuchtung des Flysches bei Tërbaç, weiter östlich durch das Abschneiden der älteren mesozoischen Kalke am Quertal des Ljumi Smokthinës auf. Ein näheres Studium an der Linie zeigt auch hochgradige Zertrümmerungserscheinungen am Hauptdolomit bei Dukatë und eine überaus gequälte, wirre Lagerung bei Tërbaç innerhalb des sonst in diesem Gebiet sehr regelmäßig gelagerten Flysches. Auch die Lagerung am Lum i Smokthinës ist stark gestört. Nördlich des Flusses kommen zwischen Tërbaç und Matodjin geringe Fetzen überaus gequälter älterer Kalke zum Vorschein, während südlich des Flusses zusammenhängende ältere Kalkmassen regelmäßig nach E einfallen. Auch der Verlauf der Isoseisten zeichnet die auf diese Weise durch die morphologischen und geologischen Verhältnisse sehr eindeutig bestimmte Querstörung gut wieder. Es ist nicht nur nicht an der Lage des Bebenherdes an dieser Störungsfläche zu zweifeln, sondern es haben sich auch viele Anhaltspunkte dafür ergeben, daß eine flächenhafte Verschiebung — wahrscheinlich im vertikalen Sinne — an der Störung stattgefunden hat.

Die Herdtiefe haben wir jedenfalls als gering anzunehmen. Darauf läßt die im Verhältnis zu den sehr bedeutenden Wirkungen geringe makroseismische Reichweite des Bebens schließen.

Als Lage des Epizentrums des zweiten Bebens erhalten wir durch Ermittlung des pleistoseisten Gebiets für dieses Beben, in Übereinstimmung mit den beobachteten Stoßrichtungen, das Plateau mit dem Paß von Barçala (Übergang von Gumenica und Gjormi nach Trajas), das ist 8 km nördlich des Epizentrums des ersten Bebens. Wir befinden uns hier wieder an einer Querstörung, an die ohne Zweifel der Herd des Bebens gebunden ist. Die Querstörung ist morphologisch durch den Sattel gekennzeichnet, gleichzeitig tritt eine staffelförmige Erniedrigung des Gebirgskammes der Stogokette gegen N hin um rund 100 m ein, während in der Akrokeraunischen Kette der Gebirgskamm an dieser Linie um 200 m gegen N absinkt. Geologisch ist die Linie im W durch das Abschneiden und endgültige Verschwinden des Hauptdolomites und der Dogger-Posidonienhornsteine bei Trajas, im E durch das Abschneiden des Jungtertiärs an älterem Flysch und Kalk bei Vajzë gut kenntlich: auch das Absinken des Kalkes der Maj e Kulthit knüpft noch an diese Störungslinie. Die Störungsfläche ist als eine im wesentlichen senkrecht zur Tiefe setzende Verwerfung anzunehmen, längs welcher der nördliche Gebirgstheil absitzt. Der Charakter des Bebens läßt vermuten, daß eine Bewegung an der Verwerfungsfläche in diesem Sinne stattgefunden hat.

Das Epizentrum des dritten Bebens lag in der Gegend des Sattels von Mazhar, in der Stogokette, etwa 8 km nördlich vom Epizentrum des zweiten Bebens. Auch hier läuft eine geologisch wie morphologisch ausgezeichnet kenntliche Querstörung durch: der Gebirgskamm der Stogokette erniedrigt sich wiederum um etwa 200 m, der Kamm der parallelen Akrokeraunischen Kette fällt steil um fast 500 m zu der Hochfläche „Ravena“ ab. Gleichzeitig fällt diese Linie

auch mit dem Ende und der südlichen Küstenlinie der Bai von Valona zusammen. Geologisch ist der Sattel von Mazhari insofern sehr bemerkenswert, als hier an der Südseite des Sattels steile, etwas nach E übergeneigte Falten in älterem Kalk sichtbar sind, während nördlich des Sattels auf der Kamnhöhe nur mehr junge Kalke in viel flacherer Lagerung auftreten. Auch hier ist ein deutliches Absinken des nördlichen Gebirgsteiles gegenüber dem südlichen in geologischer Hinsicht zu erkennen. An derselben Linie findet weiter im E das transgressive Jungtertiär bei Mavrovë sein Ende - - weiter südlich in der geologisch höheren Scholle ist es offenbar erodiert.

Daß der Herd des dritten Bebens an der Querstörung von Mazhari liegt, ist somit keine Frage; dagegen ist kaum anzunehmen, daß das Beben mit einer Bewegung längs der Verwerfungsfläche verbunden war. Wahrscheinlich handelte es sich nur um Lösung einer Spannung oder das Aufreißen einer Nebenspalte. Eine Bewegung hätte wohl eine Anzahl größerer Erschütterungen hervorgerufen, was bei diesem Beben jedoch, nach allen Beobachtungen zu schließen, nicht der Fall war. Die geringe Reichweite des makroseismischen Schüttergebietes spricht auch hier für einen flachen Herd.

Interessant ist es, daß an einer vierten Querstörung gleichen Charakters — bei Canina — die Stogokette gegen das Jungtertiär des Hinterlandes von Valona abbricht. Dieser Querbruch von Canina begrenzt auch die Ravenafläche auf der Akrokeraunischen Halbinsel gegen Norden*). Es scheint, daß das erste Beben hier von einem Lokalherd an dieser Störung Zusatzenergie erhalten hat (s. später).

Die südalbanische Bebenperiode 1930/32 ist somit von einem System von Querstaffelbrüchen am Nordende der Jonisch-adriatischen Gebirgszone ausgegangen, wobei der Herd der Bewegungen, von der Kulmination des Gebirges ausgehend, entsprechend dem Abbrechen der Faltenketten gegen das Adriatische Meer sukzessive nach Norden wanderte und zugleich die Energie der Bewegungen abnahm.

4. Einfluß der Tektonik auf die Bebenfortpflanzung und Bebenstärke; Sekundärherde. Wie wir gesehen haben, sind die drei stärksten Erschütterungen der Bebenperiode von bestehenden Querverwerfungen ausgegangen, und sind wir zu der Annahme berechtigt, daß die Beben durch Vorgänge hervorgerufen wurden, die dem Sinne nach gleich waren jenen, auf die die Verwerfungen zurückgehen: auf das staffelförmige Abbrechen der Jonischen Ketten gegen N, gegen die Adria. Eine vierte Querverwerfung, jene von Canina, die äußerste nach N zu, hat schon beim ersten Beben mitgesprochen, wie das Bild der Isoseisten dieses Bebens

*) Hier in der Akrokeraunischen Kette, jenseits der großen Llogora-Längsstörung, ist der Bewegungssinn an der Verwerfung ein entgegengesetzter: die südliche Scholle ist gegenüber der nördlichen die gesenkte. Darin zeichnet sich gut das Schollenmosaik, in das sich die Jonisch-adriatische Zone hier auflöst.

zeigt. An dieser Querverwerfung von Canina ging von einem sekundären Herd eine Erschütterung von geringer Energie aus. Es steht nicht fest, ob die Erschütterung mit jener des Hauptbebens synchron war, es ist ebenso gut möglich, daß dieses sekundäre Beben bereits im weiteren Sinne zu den Nachbeben zu rechnen ist.

Sehr beachtenswert ist der jähe Abfall der Bebenstärke auf geringe Entfernung hin zwischen Vranisht und Kalarat bzw. in etwas abgeschwächtem Maße zwischen Dhërmi und Vuno. Soweit bisher die geologischen Verhältnisse bekannt sind (die geologische Übersichtskarte gibt hier nur ein sehr rohes Bild auf Grund spärlicher Routen), bieten sie uns keinen sicheren Hinweis für eine Erklärung. Es läßt sich aber vermuten, daß zwischen Kalarat und Vranisht bzw. Dhërmi und Vuno wieder eine Verwerfung das Gebirge überquert und daß diese Verwerfung eine abschirmende Wirkung gegen S hatte, d. h., daß diese wahrscheinlich tote Verwerfung einen großen Teil der Energie des Bebens verschluckte. Die Querverwerfung läßt sich nicht nur auf Grund des Isoseistenbildes vermuten, sondern es sind morphologisch wie auch geologisch (Süddigung des Kreidekalkzuges und Nordendigung der Dogger-Posidonienhornsteine bei Ilijas) gewisse Anhaltspunkte für ihr Vorhandensein gegeben.

Aber auch die Längstektonik zeigt bei der Ausbreitung des ersten Bebens einen starken Einfluß.

Das Bild der Isoseisten zeigt, daß die beiden großen Längsstörungen, die das Schüttergebiet durchziehen — die Llogoralinie im W, die Linie von Selenica im E —, die Fortpflanzung in der Längsrichtung begünstigten. Gegenüber dem scharfen Abbild der Quertektonik, vor allem in der pleistoseisten Zone, erscheint die Abbildung der Längstektonik allerdings verschwommen. In Anbetracht jedoch dessen, daß es sich um ein Querbeben handelte, ist der Einfluß der Längstektonik, wie ihn das in der Längsrichtung gestreckte Schüttergebiet aufzeigt, doch ein recht bedeutender. Zudem können wir ersehen, daß das Beben an der östlichen Längsstörung bei Fterrë sogar Zusatzenergie von einem sekundären Herd gewonnen hat. Auch in diesem Falle ist jedoch mangels genauer Zeitangaben eine sichere Entscheidung nicht möglich, ob es sich um eine synchrone Erschütterung oder um ein Nachbeben im weiteren Sinne gehandelt hat.

Auch beim zweiten und dritten Hauptbeben ist, trotzdem auch diese Querbeben waren, der Einfluß der Längstektonik wie der Verlauf der Isoseisten zeigt, unverkennbar. Wiederum traten an der Selenicastörung bei beiden Beben Sekundärherde auf (Ramicë—Bolenë, Fterrë); wenn es auch nicht sichersteht, ob es sich um synchrone Beben handelt, bei denen die Sekundärherde nur Zusatzenergien lieferten, oder ob es dem Hauptstoß vor- oder nachfolgende Lokalbeben waren, so bleibt die Abhängigkeit von der Tektonik doch in jedem Falle gleich deutlich.

Für Beurteilung gewisser die Regionaltektonik betreffende Fragen (in Geol. Rundschau l. c. behandelt) ist die Tatsache wichtig, daß sich alle Erschütterungen der Bebenperiode auf das Gebiet der Jonisch-adriatischen Zone beschränkten.

Die Bewegungen griffen nicht auf die benachbarte Niederalbanisch-epirotische Zone über. Die Erdbebenwellen liefen in dieser vielmehr aus, ohne daß sie hier an sekundären Herden Zusatzenergie erhalten hätten und ohne daß eine Resonanz von seiten des Störungsnetzes dieser Zone erfolgt wäre.

5. Einfluß der Gesteinsverhältnisse. Mit wenigen Ausnahmen wurden die Bebenwirkungen im Bereich anstehenden Gesteins festgestellt. In den meisten betroffenen Ortschaften sind die Häuser unmittelbar auf den Fels gebaut. Im einzelnen sei hier auf die Ortschaftslisten verwiesen.

Im großen und ganzen sind keine auffälligen Unterschiede in den Bebenwirkungen gegeben, die man auf den Einfluß des Gesteinsuntergrundes, soweit dieser fester Fels war, zurückführen könnte. Die außerordentlich zahlreichen Felsstürze im Gebiet des Hauptdolomites am W-Hang der Çika könnte man allerdings mit der Kleinklüftigkeit dieses Gesteins in Zusammenhang bringen, während andererseits die großen Bergrutsche am NE-Hang der Kiore und an der W-Seite des Stogo durch das mit der Hangneigung gleichsinnige Schichtfallen der ausgezeichnet gebankten Kalke begünstigt war. Auch die Felsstürze im Gebiet von Velçë-Matodjin gehen teilweise auf eine besondere Disposition zurück: auf die Brüchigkeit des Überhänge und Höhlen aufweisenden Plateaurandes der diluvialen Kalkbrekzie.

In Anbetracht der in den Ortschaften beobachteten Bebenwirkungen läßt sich jedoch ein Einfluß von seiten der stofflichen Zusammensetzung der Gesteine nicht erweisen. Eher dürfte die Art des Gesteinsverbandes auch im festen Fels eine gewisse Rolle spielen.

Ein sehr deutlicher Einfluß auf die Bebenwirkungen ließ sich dort feststellen, wo nicht Fels, sondern Schutt den Untergrund bildet. Das beste Beispiel ist Stevaster-Kulhit. Dieser Ort liegt auf den Gehängeschuttmassen, die von den Kalkflanken der Maj e Kulhit sich über den Flyschfuß des Berges ergießen. Bei sämtlichen drei Beben hat diese Ortschaft besonders schwer gelitten. Am auffälligsten ist es beim ersten Beben, bei welchem alle Ortschaften ringsum wesentlich geringere Beschädigungen erlitten haben. Weniger sicher nachzuweisen ist der Einfluß beim Orte Dukatë, welcher auch fast zur Gänze auf Gebirgsschutt (Hauptdolomit) gebaut ist. Der Ort liegt so nahe am Epizentrum, daß er auch bei günstigeren Untergrundverhältnissen ebenso stark gelitten haben könnte.

Auch die Lage von Brataj, das fast durchaus auf alten Bergsturmassen liegt, ist viel zu nahe dem Epizentrum, als daß hier für die starken Zerstörungen die Untergrundverhältnisse zur Verantwortung gezogen werden können. Hingegen sind die Verhältnisse bei Dhërmi sehr sinnfällig. Hier hat nur jener Teil des Ortes so stark gelitten, der auf alten Bergsturstrümmern liegt. Bei Betrachtung der Zerstörungen kommt allerdings noch der Umstand dazu, daß ein neuer Felssturz niederging. Aber abgesehen von den Zerstörungen durch diese sind alle Häuser, die auf der alten Bergsturzmasse gebaut waren, weit stärker beschädigt, als es sonst die meisten Häuser im übrigen Teil des Ortes sind. Es ist auch der

Bevölkerung klar geworden, daß es die ungünstigen Untergrundverhältnisse in dem so stark betroffenen Ortsteil sind, welchen die gesteigerten Wirkungen zuzuschreiben sind.

In den Alluvionen des Schüttergebiets konnten keine verstärkten Wirkungen festgestellt werden — vielleicht aus Mangel an Objekten, an denen die Wirkung hätte beobachtet werden können. Im zentralen Gebiet der Beben fehlt es auch an großen Alluvialbildungen. In vom Epizentrum entfernten Teilen des Schüttergebiets erfuhren die Wirkungen der Beben im Alluvium bestimmt keine Verstärkung (z. B. in Spilé, das am Strand liegt, an den Gebäuden, an der Flußmündung von Çeparo, am Hafen von Valona).

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XIV. Über die Deformation der Erdoberfläche durch Scherungskräfte im Herd von Erdbeben

Von **H. Gräfe**, Göttingen — (Mit 14 Abbildungen)

Auf Grund einer vereinfachten Methode werden für alle möglichen Lagen einer Scherungskraft im Herd die entsprechenden Deformationen der Erdoberfläche ermittelt. Es wird gezeigt, daß in ganz bestimmten Fällen aus den Deformationsbildern auf die Herdtiefe geschlossen werden kann. Alle Betrachtungen gelten nur für Scherungskräfte.

Bei einer Reihe von Erdbeben wurde die Richtung der ersten Bodenbewegung (P) in eine geographische Karte an jeder betreffenden Stelle eingetragen. Hierbei zeigt sich: 1. Die Richtung der Bodenbewegung findet immer nahezu in einer Verbindungslinie Herd—Station statt. 2. Das Vorzeichen der Richtung unterliegt keineswegs einem einfachen Gesetz. Durchweg fand man eine mehr oder minder komplizierte Verteilung von Zug und Stoß. Beispiele hierfür sind Beben, die von B. Gutenberg¹⁾, T. Shida²⁾, H. Gräfe³⁾ und anderen mehr bearbeitet worden sind.

Bei dem Beben, das T. Shida bearbeitete, trat eine Verteilung der Zug- und Stoßgebiete auf, die in der Elastizitätstheorie bekannt ist. Die Zug- und Stoßgebiete verteilen sich auf vier Quadranten so, daß in benachbarten Quadranten entgegengesetzter Bewegungscharakter vorhanden ist.

Als Ursache einer solchen Verteilung kann ein horizontal gelagertes Scherungskräftepaar im Herd des Bebens angesehen werden. Das zeigte zum ersten Male theoretisch Love⁴⁾ für ein unendlich ausgedehntes Medium.

Man kann sich schwer vorstellen, daß in 20 km Tiefe, d. h. bei 10000 Atm. Druck ein Bruch des Materials anders vor sich geht als unter der Einwirkung von Scherungskräften. Sie sind vielleicht die Ursache aller Beben. Dann müssen sich aber alle gefundenen und noch zu findenden Deformationsbilder an der Erdoberfläche auf ein speziell gelagertes Scherungskräftepaar im Herd zurückführen lassen.

Es wird nicht immer horizontal gelagert sein, wie es bei dem Beben, das T. Shida (Fig. 1) bearbeitete, der Fall war, sondern es wird vielmehr eine ganz beliebige Lage zur Horizontalen einnehmen. Es liegt daher nahe, theoretisch den

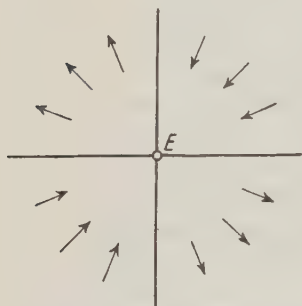


Fig. 1. Die von T. Shida gefundene Zug- und Stoßverteilung bei der P -Phase eines japanischen Bebens. E = Epizentrum

Zusammenhang zwischen der Lage der Scherungskraft im Herd und der entsprechenden Verrückung an der Erdoberfläche herzustellen. Ist dieser Zusammenhang gefunden, dann wird man für alle möglichen charakteristischen Lagen die dazu entsprechenden Bilder an der Erdoberfläche ermitteln. Man erhält so für jede Lage ein ganz bestimmtes typisches Bild. Aus der Zug- und Stoßverteilung eines beliebigen Bebens kann man nun durch Vergleich mit diesen Bildern rückwärts auf die Lage der Scherungskraft im Herd schließen.

Dieser Vergleich ist nur dann erlaubt, wenn tatsächlich eine Scherungskraft Ursache des Bebens ist. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so wird sich voraussichtlich auch kein Vergleich mit den charakteristischen Bildern anstellen lassen. Damit ergibt sich vielleicht eine neue Möglichkeit, auf weitere Ursachen der Beben zu schließen.

Es soll nun der mathematische Zusammenhang zwischen der Scherungskraft im Herd und den Verrückungen an der Erdoberfläche ermittelt werden. M. Hasegawa⁵⁾ hat die Zug- und Druckverteilung auf einer Kugeloberfläche für ein horizontales Scherungskräftepaar im Mittelpunkt der Kugel berechnet. Will man die Zug- und Druckverteilung auf der Erdoberfläche aus der Hasegawaschen Darstellung ablesen, so muß man die Kugel mit einer Ebene (Erdoberfläche) schneiden. Ist nun das Scherungskräftepaar gegen die Erdoberfläche geneigt, dann ist dementsprechend diese Schnittebene (Erdoberfläche) zur Horizontalebene der Hasegawaschen Kugel zu neigen. Diese Methode ist in der Rechnung sehr umständlich und unübersichtlich. Es soll daher im folgenden eine einfachere Methode angegeben werden, die auf für diese Betrachtung Unwesentliches verzichtet.

Wie Hasegawa ausführt, stehen die Knotenflächen, die die Zug- und Stoßgebiete trennen, senkrecht auf der Ebene des Scherungskräftepaares, und zwar eine in Richtung des Kräftepaares, die andere senkrecht dazu (s. Fig. 2a).

Die Knotenflächen schneiden die Erdoberfläche im allgemeinen längs zweier Knotenlinien (der Einfluß der freien Oberfläche auf die Verrückungen soll hier

wegen seiner Kleinheit nicht berücksichtigt werden). Der Schnittpunkt der Knotenlinien sei als Pol (P) bezeichnet. Er liegt auf der im Herd errichteten Normalen zur Ebene des Kräftepaars. Bei horizontal gelagertem Scherungskräftepaar fällt er mit dem Epizentrum zusammen. Die Knotenlinien müssen sich in diesem Falle rechtwinklig schneiden (s. Fig. 2b).

Wie ändert sich nun Fig. 2b, wenn die Scherungskräfte nicht mehr horizontal, sondern irgendwie geneigt liegen?

1. Der Pol wird nicht mehr mit dem Epizentrum zusammenfallen.
2. Die Knotenlinien werden sich nicht mehr rechtwinklig, sondern unter einem Winkel schneiden, dessen Größe von der Lage des Scherungskräftepaars abhängt.

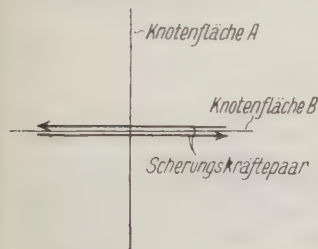


Fig. 2a

Ein Scherungskräftepaar in der Papierebene und die von ihm erzeugten Knotenlinien

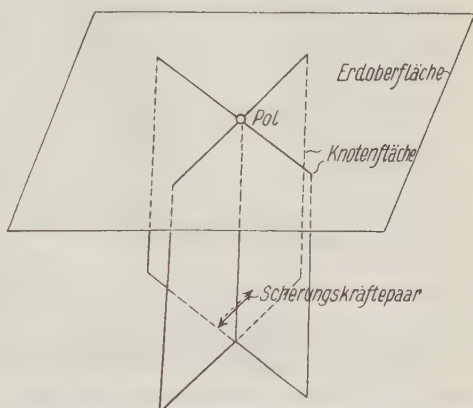


Fig. 2b. Die Knotenflächen im Schnitt mit einer Ebene (Erdoberfläche). Die Knotenflächen und die Ebene sind durch gerade Linien begrenzt

Wenn es nun gelänge, aus der Lage des Scherungskräftepaars den Pol und die Knotenlinien an der Erdoberfläche zu ermitteln, so hätte man damit alles Wissenswerte erhalten. Da es ja bekannt ist, daß die durch die Knotenlinien getrennten Gebiete entgegengesetzte Bewegungsrichtung aufweisen, so kann man auch die Zug- und Stoßverteilung eintragen.

Zur Berechnung des Winkels τ , den die beiden Knotenlinien an der Erdoberfläche einschließen, benutzen wir folgende Bezeichnungen:

X, Y, Z rechtwinklige Koordinatenachsen, X, Y horizontal, Z vertikal entgegengesetzt der Schwerkraftrichtung.

X', Y', Z' ein gegenüber X, Y, Z gedrehtes Koordinatensystem mit demselben Ursprungspunkt. Die X' -Achse wird in die Schnittlinie der XY - und der $X'Y'$ -Ebene gelegt (s. Fig. 3).

φ Winkel, den die X' -Achse mit der Linie KO einschließt (s. Fig. 3).

ψ Winkel, den die Z - und die Z' -Achse miteinander einschließen.

- \mathfrak{R} Richtung des Scherungskräftepaars (s. Fig. 4).
 \mathfrak{Q} Richtung des gemeinsamen Lotes $M-N$ auf das Scherungskräftepaar (s. Fig. 4).
 A Knotenebene, die von dem Scherungskräftepaar erzeugt wird, in Richtung \mathfrak{Q} liegend (s. Fig. 4).
 B Knotenebene, die von demselben Scherungskräftepaar erzeugt wird, in Richtung \mathfrak{R} liegend (s. Fig. 4).

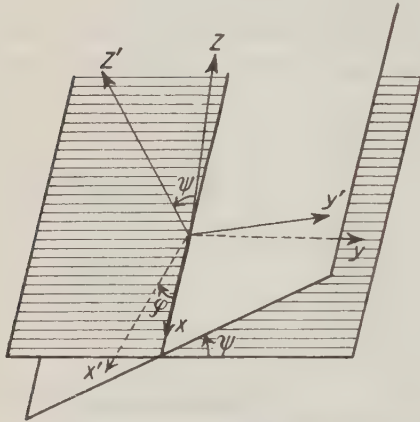


Fig. 3. Die beiden Koordinatensysteme X, Y, Z und X', Y', Z' mit demselben Ursprungspunkt

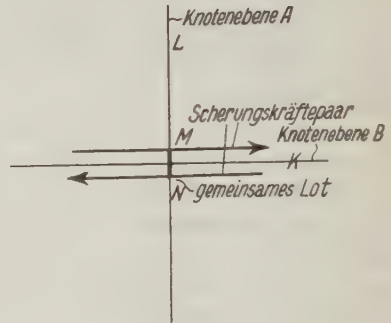


Fig. 4

Das Scherungskräftepaar, das gemeinsame Lot $M-N$ auf das Scherungskräftepaar und die beiden Knotenebenen A und B . (Das Scherungskräftepaar liegt in der Papierebene)

Wie oben ausgeführt und wie Fig. 4 zeigt, muß nun sein:

$$A \perp B \dots \dots \dots (1)$$

$$\mathfrak{R} \perp \mathfrak{Q} \dots \dots \dots (2)$$

$$\mathfrak{R} \perp A \dots \dots \dots (3)$$

$$\mathfrak{Q} \perp B \dots \dots \dots (4)$$

Der Gang der Rechnung ist nun folgender. Man bildet die analytischen Ausdrücke für die Ebenen A und B so, daß sie den Bedingungen (1) . . . (4) genügen. Sodann bringt man sie mit der Erdoberfläche, die den analytischen Ausdruck

$$z = h \dots \dots \dots (5)$$

besitzt (h = Herdtiefe), zum Schnitt. Dadurch erhält man zwei lineare Gleichungen für je eine Linie, die die Knotenlinien an der Erdoberfläche darstellen. Aus beiden Gleichungen läßt sich der Winkel τ , den die beiden Knotenlinien miteinander einschließen, und die Koordinaten des Poles P (als Schnittpunkt der beiden Knotenlinien) berechnen.

Im raumfesten Koordinatensystem X, Y, Z liegt X, Y horizontal, Z vertikal entgegengesetzt zur Schwerkraftrichtung. Das Scherungskräftepaar verankern

wir im X', Y', Z' -System so, daß \mathfrak{R} in die X' -Achse und \mathfrak{L} in die Y' -Achse zu liegen kommt, was ja auf Grund von (2) möglich ist.

Dann läßt sich, wie man sich leicht klarmacht, das gestrichene Koordinatensystem durch zwei Drehungen (also zwei Winkel) in das raumfeste System überführen (s. Fig. 3).

1. Drehung des X', Y', Z' -Systems um die Z' -Achse. Drehwinkel $-\varphi$. Die X' -Achse geht in die X -Achse über. Es entsteht das System X_1, Y_1, Z_1 . Diese Drehung wird dargestellt durch ⁶⁾

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \cos \varphi \cdot x' + \sin \varphi \cdot y' \\ y_1 &= -\sin \varphi \cdot x' + \cos \varphi \cdot y' \\ z_1 &= z' \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

2. Drehung des X_1, Y_1, Z_1 -Systems um die X -Achse. Drehwinkel $-\psi$. Die Z' -Achse geht in die Z -Achse über. Es entsteht X, Y, Z . Diese Drehung ist gegeben durch

$$\left. \begin{aligned} x &= x_1 \\ y &= \cos \psi \cdot y_1 - \sin \psi \cdot z_1 \\ z &= \sin \psi \cdot y_1 + \cos \psi \cdot z_1 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Beide Drehungen zusammengesetzt ergeben dann:

$$\left. \begin{aligned} x &= \cos \varphi \cdot x' + \sin \varphi \cdot y' \\ y &= -\cos \psi \sin \varphi \cdot x' + \cos \psi \cos \varphi \cdot y' - \sin \psi \cdot z' \\ z &= -\sin \psi \sin \varphi \cdot x' + \sin \psi \cos \varphi \cdot y' + \cos \psi \cdot z' \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

Damit lassen sich aber sofort die Gleichungen der Knotenebenen A und B bestimmen. Da die Kraft \mathfrak{R} in der X' -Achse liegt, muß auf Grund von (3) die Knotenebene A in der (Y', Z') -Ebene des X', Y', Z' -Systems liegen (s. Fig. 2b). Sie hat also die Gleichung

$$x' = 0 \dots \dots \dots (9)$$

\mathfrak{L} liegt in der Y' -Achse, also muß B in der (X', Z') -Ebene liegen. Die Gleichung von B lautet demnach:

$$y' = 0 \dots \dots \dots (10)$$

Da nun das Scherungskräftepaar um die Winkel φ und ψ geneigt ist, so muß man die Werte des transformierten Systems (8) einsetzen. Man erhält also auf Grund von (8) und (9) für die Ebene A das Gleichungssystem

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi \cdot y' &= x \\ \cos \varphi \cos \psi \cdot y' - \sin \psi \cdot z' &= y \\ \cos \varphi \sin \psi \cdot y' + \cos \psi \cdot z' &= z \end{aligned} \right\} A \dots \dots \dots (11)$$

und für B aus (8) und (10) das Gleichungssystem:

$$\left. \begin{aligned} \cos \varphi \cdot x' &= x \\ -\cos \psi \sin \varphi \cdot x' - \sin \psi \cdot z' &= y \\ -\sin \psi \sin \varphi \cdot x' + \cos \psi \cdot z' &= z \end{aligned} \right\} B \dots \dots \dots (12)$$

Die Elimination von x', y', z' ergibt für die Ebene A :

$$\cotg \varphi \cdot x - \cos \psi \cdot y - \sin \psi \cdot z = 0 \quad (13)$$

und entsprechend für B :

$$\tg \varphi \cdot x + \cos \psi \cdot y + \sin \psi \cdot z = 0 \quad (14)$$

Diese Ebenen bringen wir mit der Erdoberfläche $z = h$ (5) zum Schnitt und erhalten für die beiden Knotenlinien

$$\cotg \varphi \cdot x - \cos \psi \cdot y - \sin \psi \cdot h = 0 \quad (15)$$

$$\tg \varphi \cdot x + \cos \psi \cdot y + \sin \psi \cdot h = 0 \quad (16)$$

Der spitze Winkel τ , den die beiden Knotenlinien miteinander einschließen, ergibt sich dann aus

$$\boxed{\tg \tau = \pm \frac{\cos \psi}{\sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot \sin^2 \psi}} \quad (17)$$

und die Koordinaten des Schnittpunktes der Knotenebenen, den wir als Pol bezeichnet haben, sind

$$\boxed{P(x, y): \quad x = 0, \quad y = -h \cdot \tg \psi} \quad (18)$$

Auf Grund von (17) und (18) wird nun für bestimmte charakteristische Lagen der Scherungskraft im Herd die Lage der Knotenlinien bestimmt. Es erschöpfen sich in folgender Zusammenstellung alle möglichen Fälle der Lage eines Scherungskräftepaares:

I. Das Kräftepaar liegt horizontal.

Richtung des gemeinsamen Lotes:

1. horizontal,
2. geneigt,
3. vertikal.

II. Das Kräftepaar liegt geneigt.

Richtung des gemeinsamen Lotes:

1. horizontal,
2. geneigt.

III. Das Kräftepaar liegt vertikal.

Richtung des gemeinsamen Lotes:

1. horizontal.

In der oben eingeführten Schreibweise hätte man zu schreiben ($0^\circ \leq \varphi < 180^\circ$; $0^\circ \leq \psi < 360^\circ$):

- I. 1. φ beliebig, $\psi = \begin{cases} 0^\circ \\ 180^\circ \end{cases}$,
2. $\varphi = 0^\circ$, ψ beliebig außer $0, 90, 180, 270^\circ$,
3. $\varphi = 0^\circ$, $\psi = \begin{cases} 90^\circ \\ 270^\circ \end{cases}$.

- II. 1. $\varphi = 90^\circ$, ψ beliebig außer 0, 90, 180, 270°,
 2. φ beliebig außer 0, 90°, ψ beliebig außer 0, 180° (Spezialfall $\psi = \begin{cases} 90^\circ \\ 270^\circ \end{cases}$).
 III. $\varphi = 90^\circ$, $\psi = \begin{cases} 90^\circ \\ 270^\circ \end{cases}$.

In folgenden Figuren ist die Zug- und Stoßverteilung der eben angegebenen Fälle dargestellt. Aus den Beziehungen (17) und (18) errechnen sich nun der Winkel τ und die Koordinaten des Poles P . In die von den Knotenlinien abgegrenzten Gebiete werden Pfeile so eingezeichnet, daß in benachbarten Gebieten immer entgegengesetzte Bewegung vorhanden ist und daß die Bewegung immer in der Verbindungslinie Herd—Station liegt. Entsprechend der oben gegebenen Einteilung erhält man:

- I. 1. $\tau = 90^\circ$. $x = 0$, $y = 0$.

Dieser Fall ist schon von dem Beben, das T. Shida bearbeitete, bekannt.

2. $\tau = 90^\circ$. $x = 0^\circ$, y beliebig außer 0 und ∞ .
 3. τ unbestimmt. $x = 0$, $y = \infty$.

- II. 1. $\tau = 90^\circ$. $x = 0$, $y =$ beliebig außer 0 und ∞ .

2. $0^\circ \leq \tau < 90^\circ$. $x = 0$, $y =$ beliebig außer 0.

Spezialfall: $\tau = 0^\circ$. $x = 0$, $y = \infty$.

- III. 1. τ unbestimmt. $x = 0$, $y = \infty$.

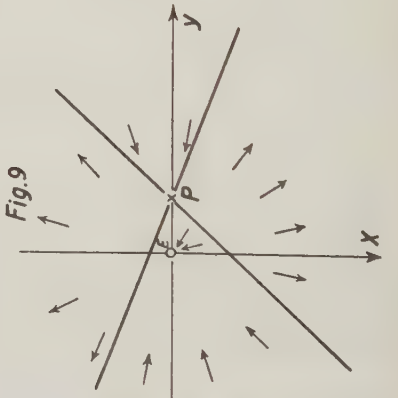
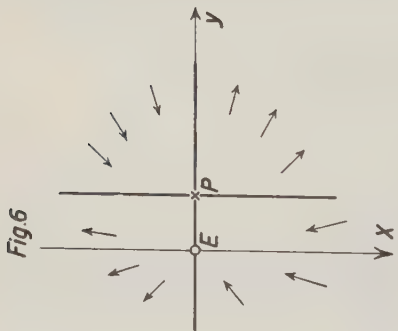
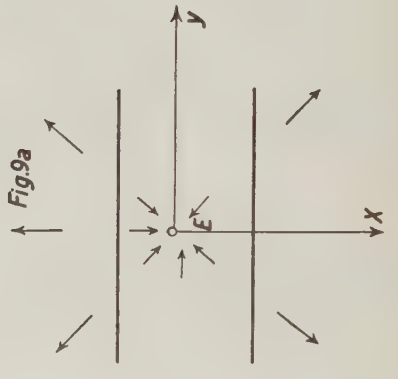
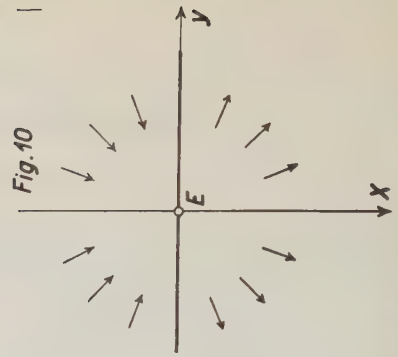
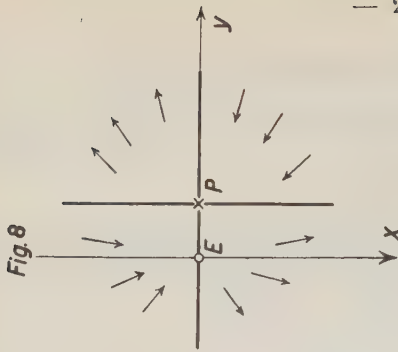


Fig. 5. Zug- und Stoßverteilung für ein horizontal gelagertes Scherungskräftepaar mit horizontalem gemeinsamen Lot

Bei näherer Betrachtung der einzelnen Fälle zeigt sich eine gewisse Symmetrie. Bei I 1 und II 1 findet sich dieselbe Lage der Knotenlinien (Fig. 6 und 8), ebenso bei I 3 und III 1 (Fig. 7 und 10). Jedesmal vertauschen sich Kräftepaar und gemeinsames Lot hinsichtlich ihrer Lage.

Bestimmung der Herdtiefe aus der Zug- und Stoßverteilung. Im Falle II 2 ist es möglich, mit Hilfe einer einfachen graphischen Methode die Herdtiefe anzugeben. Die Konstruktion wurde an Hand von Fig. 11 durchgeführt. Es sind in ihr P der Pol, H der Herd, E das Epizentrum, EH die Herdtiefe, PB und PC die Knotenlinien an der Erdoberfläche.

Die beiden Knotenflächen sind durch die Ebenen PBD und PCD dargestellt. Beide Ebenen schneiden sich in der Linie HP . Die Erdoberfläche ist durch die Ebene $BECP$ angedeutet. Die Punkte B und C sind so gewählt, daß $BC \perp EP$.



- Fig. 6. Zug- und Stoßverteilung für ein horizontales Scherungskräftepaar mit geneigtem gemeinsamen Lot
- Fig. 7. Zug- und Stoßverteilung bei einem horizontalen Scherungskräftepaar mit vertikalem gemeinsamen Lot
- Fig. 8. Zug- und Stoßverteilung bei einem geneigten Scherungskräftepaar mit horizontalem Lot
- Fig. 9. Zug- und Stoßverteilung bei einem geneigten Scherungskräftepaar mit geneigtem Lot, allgemeiner Fall
- Fig. 9 a. Zug- und Stoßverteilung bei einem geneigten Scherungskräftepaar mit geneigtem Lot, Spezialfall
- Fig. 10. Zug- und Stoßverteilung bei einem vertikalen Scherungskräftepaar

suchten Herdtiefe EH' ist. Die Verbindungslinie von E mit P ist durch die Parallele durch E zu den Knotenlinien zu ersetzen.

Die Idee dieser graphischen Herdtiefenbestimmung stammt von Herrn Dr. H. Jung-Göttingen. Ihm und Herrn Prof. Dr. G. Angenheister danke ich für mancherlei Ratschläge.

Literatur

- ¹⁾ B. Gutenberg: Die mitteleuropäischen Beben vom 16. November 1911 und 20. Juli 1913. Straßburg 1915.
- ²⁾ M. Hasegawa: Die erste Bewegung bei einem Erdbeben. Gerlands Beitr. **27**. 102. 1927.
- ³⁾ H. Gräfe: Das Nordtiroler Beben II. Die Kräfte im Herd des Bebens. Zeitschr. f. Geophys. **9**, 31 (1933).
- ⁴⁾ A. E. H. Love: Mathematical Theory of Elasticity. 4th ed., p. 82, 304.
- ⁵⁾ M. Hasegawa: Die erste Bewegung bei einem Erdbeben. Gerlands Beitr. **27**. 111 (1927).
- ⁶⁾ C. H. Müller u. G. Prange: Allgemeine Mechanik. S. 355 ff. Hannover 1923. Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1933.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XIII. Über seismische Oberflächenwellen und ihre Beziehung zum geologischen Aufbau des eurasiatischen Kontinents

Von **Walter v. zur Mühlen**, Göttingen — (Mit 7 Abbildungen)

Diese Arbeit knüpft unmittelbar an die Untersuchung von Rohrbach an. In den ersten Abschnitten wird versucht, zur Klärung der physikalischen Natur seismischer Oberflächenwellen beizutragen. Es werden die Entstehungsentfernung, Erregung und Dispersion der Wellen untersucht. In den beiden folgenden Abschnitten wird der Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Oberflächenwellen und dem geologisch-tektonischen Aufbau des Untergrundes ermittelt. Unterschiede treten bereits innerhalb der Kontinente deutlich zutage. Schichtdickenberechnungen weisen auf Isostasierscheinungen innerhalb Eurasiens hin.

Einleitung. In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch gemacht, die Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Oberflächenwellen von der geologischen Beschaffenheit des Untergrundes zu ermitteln. Dazu ist die Klärung der beiden Fragen — welche Beziehungen zwischen $\Delta/t = c_m$ und Δ bestehen (Δ = Herdentfernung, t = Laufzeit) und ob die Dispersion der Oberflächenwellen echt ist — unumgänglich notwendig. Zu dieser Klärung sollen die ersten Abschnitte der Arbeit bei-

tragen. Es ergeben sich dann eindeutige Beziehungen zwischen der Eigengeschwindigkeit c und der geologischen Beschaffenheit des Untergrundes. Die so erhaltene Funktion gibt Aufschlüsse über Bau und Charakter der obersten Erdkruste, wie in den weiteren Abschnitten der Arbeit gezeigt wird.

Es ist hier durchweg von Oberflächenwellen, nicht von Quer- oder Rayleigh-Wellen die Rede. Das ist geschehen, weil diese beiden Wellentypen selten getrennt beobachtbar sind. In allen Fällen handelt es sich aber um Wellen, die eher dem Typus der Querwellen zuneigen, wie sich aus Geschwindigkeit und Amplitudenverhältnis der Horizontal- und Vertikalkomponenten ergibt.

Die Entstehungsentfernung der Oberflächenwellen. Nach der Elastizitätstheorie entstehen Oberflächenwellen, wenn eine Störung des Gleichgewichts an der Oberfläche eines elastischen Halbraumes erfolgt. Nun führt eine Berechnung der Herdlage auf Tiefen von 20 bis 40 km. Die Oberflächenwellen können sich daher erst beim Anstoß von Raumwellen an die Erdoberfläche ausbilden.

Rohrbach¹⁾ hat gezeigt, daß eine Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit der Oberflächenwellen von der Herdentfernung existiert. Er erklärt diese Abhängigkeit dadurch, daß die Oberflächenwellen erst in einer gewissen, nicht unbeträchtlichen Entfernung vom Herde durch den Anstoß von Raumwellen erregt würden. Zu einer quantitativen Fassung der Abhängigkeit kann man nur durch eine genaue Kenntnis der Entstehungsentfernung der Wellen gelangen. Rohrbach hat nun die Laufzeitgeraden für Oberflächenwellen verschiedener Wellenlänge aus zwei Beben konstruiert und mit der Laufzeitkurve der S -Welle, die er als Erreger der Oberflächenwellen ansah, verglichen. Dasjenige Δ , bei dem die Laufzeitkurve der S -Welle die Laufzeitgeraden der Oberflächenwellen schnitt, sah er als Entstehungsentfernung Δ_E der Oberflächenwellen an. Auf diese Weise ergibt sich ein Δ_E von 2000 bis 3000 km für Wellenlängen von $\lambda = 60$ bis $\lambda = 300$ km, wonach also die kleineren λ näher am Herde erregt werden als die größeren. Rohrbach konstruierte die Laufzeitkurven jeweils aus zwei Punkten, die zwei verschiedenen Beben entnommen waren. Dies Verfahren hat zur Voraussetzung, daß für Oberflächenwellen die Laufzeit t eine lineare Funktion der Herdentfernung Δ ist (Laufzeitgerade), daß also der von den Wellen durchlaufene Untergrund in seiner ganzen Länge für beide Beben die gleichen elastischen Konstanten aufweist, eine Voraussetzung, die selten zutreffen dürfte. Bei der Extrapolation der Laufzeitgeraden bis zum Schnittpunkt mit der Laufzeitkurve der S -Welle kann außerdem ein beträchtlicher Fehler gemacht werden, da die beiden Kurven sich unter recht spitzem Winkel schneiden. Die Entstehungsentfernung soll hier daher auf einem anderen Wege untersucht werden.

Es kann als feststehende Beobachtungstatsache gelten, daß die Oberflächenwellen bei größerem Δ größere Perioden besitzen als bei kleinerem Δ . Insbesondere nimmt mit wachsendem Δ auch die Periode \mathfrak{T} der zuerst auftauchenden langen Welle zu, und dabei ist die erste Periode auch die längste. Daher muß es für jedes \mathfrak{T} ein bestimmtes kleinstes Δ geben, in welchem das betreffende \mathfrak{T} gerade

beobachtbar wird. Dieses Δ ist die Entstehungsentfernung Δ_E . Ob es erfaßt wird, hängt von der Vergrößerung des Seismographen für diese Periode ab.

Genau bestimmen läßt sich Δ_E nur bei sehr vollständigem Material. Es läßt sich aber immer in bestimmte Grenzen Δ_0 und Δ_u einschließen. Hier bedeutet Δ_0 die kleinste Herdentfernung, bei der eine bestimmte Periode \mathcal{T} noch beobachtet wird, Δ_u die größte Herdentfernung, bei der dasselbe \mathcal{T} bestimmt nicht mehr gefunden wird. Je vollständiger das Material ist, um so genauer läßt sich Δ_E einschließen. In unserem Falle sind für diese Untersuchungen nur Balkan- und Klein-Asien-Beben, registriert in Göttingen und einigen anderen mittel-

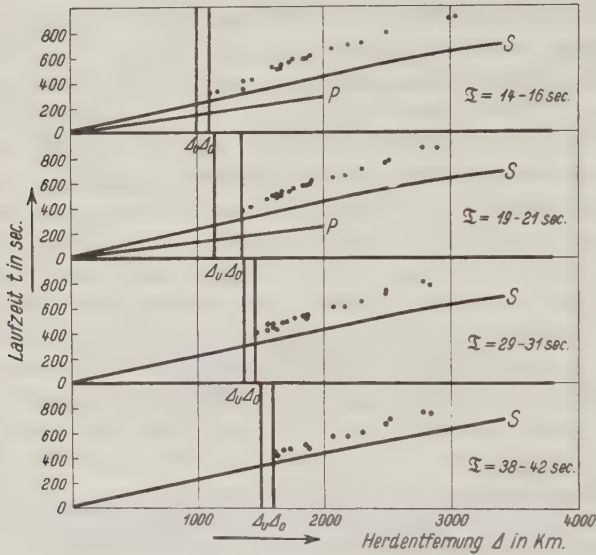


Fig. 1

Laufzeitkurven für verschiedene Periodenintervalle. Der Anfang dieser Laufzeitkurven gibt die Entstehungsentfernungen für $\mathcal{T} = 15, 20, 30$ und 40 sec

europäischen Stationen, verwendet worden. Die Wellen haben also, wenn nicht gerade denselben, so doch einen in allen Fällen ähnlichen Weg durchlaufen.

In Fig. 1 sind die bei diesen Beben beobachteten Laufzeiten für die Perioden $\mathcal{T} = 14$ bis $16, 19$ bis $21, 29$ bis 31 und 38 bis 40 sec als Funktion von Δ auf-

Tabelle 1

Entstehungsentfernung der Oberflächenwellen für verschiedene Perioden

\mathcal{T} sec	Δ_u	Δ_0	$\Delta_E = \frac{\Delta_u + \Delta_0}{2}$
15	1000	1100	1050
20	1150	1350	1250
30	1350	1450	1400
40	1500	1600	1550

getragen. Gleichzeitig sind durch vertikale Linien diejenigen Grenzen von Δ_E markiert, die sich auf Grund des benutzten Bebenmaterials ergeben. Δ_0 und Δ_u sind also bis zu einem gewissen Grade zufällige Werte. Δ_E braucht nicht in der Mitte des Intervalls $\Delta_0 - \Delta_u$ zu liegen. Die in der letzten Spalte von Tabelle 1 eingetragenen Werte von Δ_E sind daher nur als ungefähr richtig anzusehen.

Es fällt auf, daß von den oben genannten Perioden jede ihr eigenes, fest umgrenzbares, von den der anderen Perioden verschiedenes Entstehungsintervall hat.

Legt man durch die in Fig. 2 eingetragenen Beobachtungspunkte Laufzeitkurven, entsprechend dem Vorgehen Rohrbachs, so schneiden diese die Lauf-

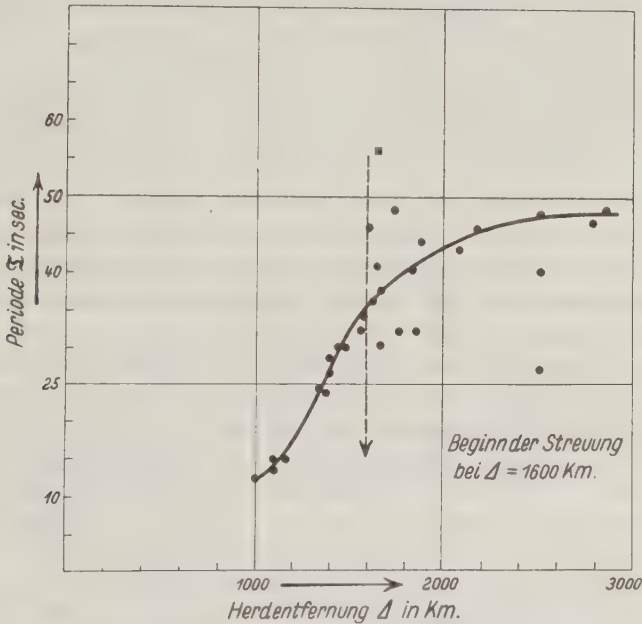


Fig. 2. Abhängigkeit der im Seismogramm zuerst auftauchenden Periode der Oberflächenwellen von der Herdentfernung Δ

zeitkurve der S-Welle bei einem Δ , das erheblich kleiner ist als die von mir gefundenen Δ_E und erst recht kleiner als die von Rohrbach ermittelten Entstehungsentfernungen der Oberflächenwellen für die angegebenen Perioden.

In Fig. 2 ist die erste (größte) im Seismogramm erkennbare Periode T_M der langen Wellen als Funktion von Δ aufgetragen. Zur Verwendung gelangten zum größten Teil dieselben bereits genannten Beben. Man kann dieses T_M deuten als diejenige Periode, die gerade in der Nähe des Beobachtungspunktes von den Raumwellen angeregt wird. Es ergeben sich daher auch aus Fig. 2 die Entstehungsentfernungen der Oberflächenwellen für die untersuchten Beben (vgl.

Tabelle 1a). Die Übereinstimmung der auf verschiedene Weise gemessenen Δ_E ist gut.

Tabelle 1a

\mathfrak{T}_M	15	20	30	37—41
Δ	1100—1150	—	1450	1550

Die Kurve in Fig. 2 zeigt bis zu $\Delta =$ etwa 1600 km einen fast linearen Verlauf.

Die beobachtete mittlere Geschwindigkeit c_m als Funktion der Herdentfernung Δ . Aus Fig. 1, in der die Laufzeitkurven von S und P eingetragen sind, geht unmittelbar hervor, daß P als Erreger der Oberflächenwellen nicht in Frage kommt. Dagegen kann der transversale Vorläufer S oder eine seiner Reflexionen als Erreger angesehen werden. Es ist nicht leicht zu entscheiden, ob S oder eine Reflexion von S , etwa SS , der Erreger der Oberflächenwellen ist. Aus Fig. 1 geht hervor, daß bei der Entstehungsentfernung Δ_E zwischen dem Einsatz von S und dem der ersten großen Periode der langen Wellen \mathfrak{T}_M eine Zeitspanne $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ liegt. In unserem Falle ist für alle vier Perioden $\mathfrak{T} = 15, 20, 30$ und 40 sec $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ etwa 40 sec. In diese Zeitspanne fallen die Einsätze von PS und $SS \dots$ Ist S der Erreger der Oberflächenwellen, so läßt sich die Zeitspanne $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ nur dadurch erklären, daß die Erregung oder Ausbildung der Wellen eben diese Zeit beansprucht. Ist SS der Erreger, so ist die Zeitspanne kleiner. Bei vielfacher Reflexion existiert sie überhaupt nicht.

$t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ ist außerdem keine konstante Größe, sondern vom Untergrund abhängig. Wenn die mittlere Geschwindigkeit ausgesprochen niedrig ist, dann ist $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ etwa dreimal so groß wie bei den Kurven in Fig. 1.

Nach den vorstehenden Ausführungen setzt sich die beobachtete Laufzeit der Oberflächenwellen aus drei Teilen zusammen: $\frac{\Delta_E}{\mathfrak{B}_S}$, $\frac{\Delta - \Delta_E}{c}$ und $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$, worin

\mathfrak{B}_S die mittlere scheinbare Oberflächengeschwindigkeit der erregenden Raumwelle (gleich Laufzeit durch Entfernung),

c die Eigengeschwindigkeit der Oberflächenwellen,

Δ_E die Entstehungsentfernung,

Δ die Herdentfernung der registrierenden Station bedeuten.

Es ist dann

$$c_m = \frac{\Delta}{\frac{\Delta_E}{\mathfrak{B}_S} + t_{\mathfrak{T}_M} - t_S + \frac{\Delta - \Delta_E}{c}} \dots \dots \dots (1)$$

$(\Delta - \Delta_E)/c$ und $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ sind abhängig von den elastischen Konstanten der obersten Erdkruste, während Δ_E/\mathfrak{B}_S praktisch unabhängig von diesen als konstant angesehen werden kann. Da nun die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit der

erregenden Raumwelle, sei sie nun S oder eine Reflexion von S , in jedem Falle größer ist als die Eigengeschwindigkeit c der Oberflächenwellen, so nimmt für $c = \text{const } c_m$ mit wachsendem Δ ab, wie bereits Rohrbach gefunden hat. Die oben dargestellten Untersuchungen, die zur Ableitung der Formel (1) dienten, bezogen sich auf Untergrund, dessen c in erster Annäherung konstant war. Im allgemeinen jedoch sind die Änderungen von c mit Δ so groß, daß sie stärkeren Einfluß auf c_m besitzen als das Glied Δ_E/\mathfrak{B}_S .

Die Dispersion der Oberflächenwellen. Theoretische Untersuchungen^{2) 3) 4)} haben gezeigt, daß Oberflächenwellen in einem geschichteten Medium Dispersion aufweisen müssen. Ist die Geschwindigkeit transversaler Wellen in der unteren Schicht größer als in der oberen, so muß die Dispersion normal sein, d. h. die Wellen größerer Länge haben eine größere Geschwindigkeit als die Wellen kleinerer Länge. Dasselbe gilt auch für ein Medium, in dem die Geschwindigkeit der transversalen Wellen nach unten hin kontinuierlich zunimmt. Es ist bekannt, daß in der Erdkruste die Geschwindigkeit der Vorläufer mit wachsender Tiefe zum Teil auch sprungweise zunimmt. Infolgedessen ist zu erwarten, daß die bei Erdbeben auftretenden Oberflächenwellen eine normale Dispersion aufweisen. Die Erscheinung, daß die längeren Perioden im Seismogramm vor den kürzeren auftreten, scheint das Vorhandensein einer normalen Dispersion zu bestätigen. Andererseits haben wir aber gesehen, daß die längeren Wellen später und in größerer Entfernung entstehen als die kürzeren. Es wäre daher auch denkbar, daß die beobachtete Differenz in der Übertragungsgeschwindigkeit c_m der Wellen verschiedener Periodengröße dadurch entstände und somit nur eine scheinbare wäre. Dieses c_m mußte ja in unseren und auch anderen Dispersionskurven zur Bestimmung der Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Periode verwendet werden, weil für die Bestimmung der wahren Geschwindigkeit $d\Delta/dt = c$ meist die nötigen Daten fehlen.

An zwei Beispielen, bei denen $d\Delta/dt = c$ gemessen werden konnte, werden wir zeigen, daß bei Oberflächenwellen eine echte normale Dispersion vorliegt:

In Fig. 3 sind die Laufzeiten für Perioden von $\mathfrak{T} = 15, 20, 30$ und 40 sec als Funktion von Δ aufgetragen. In 3a für das Kretabebe vom 13. August 1922, registriert an den Stationen Upsala, Uccle, Göttingen, Zürich und Innsbruck, in 3b für das Beben im Ägäischen Meer vom 13. September 1912, registriert in Eskdalemuir, Uccle und Göttingen. Für beide Beben nimmt mit wachsender Periode die Neigung der Laufzeitkurven ab, die Geschwindigkeit steigt also. Da die Laufzeitkurven an Hand nur eines Bebens für ein Profil von Stationen aufgestellt sind, die Wellen großer Periode also genau denselben Weg wie die kleinerer Periode durchlaufen haben, ist das Resultat frei von Fehlern, die durch die Verschiedenheit der Wellenwege entstehen können. Die Geschwindigkeitsunterschiede für die Perioden verschiedener Größe sind also nur durch die Änderung der elastischen Konstanten mit der Tiefe zu erklären und die theoretisch anzunehmende, echte normale Dispersion der Oberflächenwellen mithin auch experimentell bewiesen.

Die Geschwindigkeit der Wellen zwischen zwei beliebig herausgegriffenen Stationen ist durch die Beziehung:

$$\frac{\Delta_{\text{Upsala}} - \Delta_{\text{Göttingen}}}{t_{\text{Upsala}} - t_{\text{Göttingen}}} = c \text{ für das Beben vom 13. August 1922,}$$

$$\frac{\Delta_{\text{Eskdalm.}} - \Delta_{\text{Göttingen}}}{t_{\text{Eskdalm.}} - t_{\text{Göttingen}}} = c \text{ für das Beben vom 13. September 1912}$$

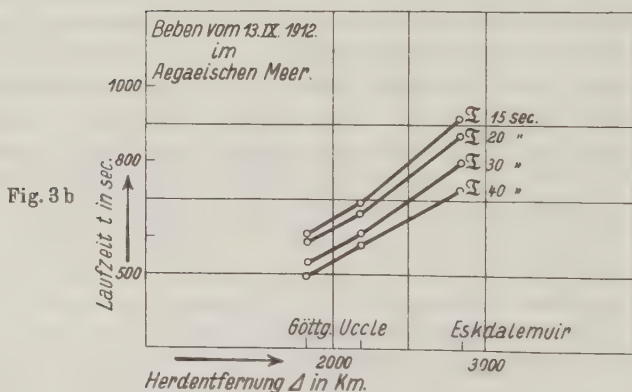
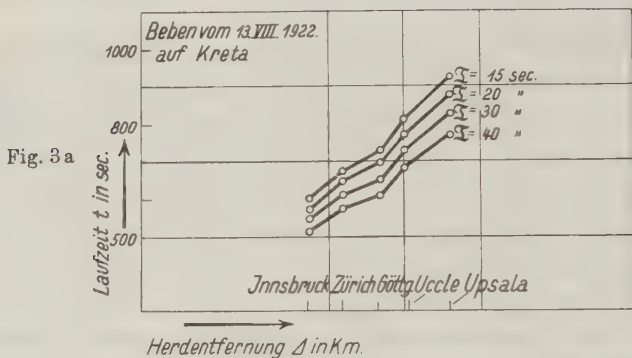


Fig. 3. Laufzeiten der Oberflächenwellen
 $T = 15, 20, 30$ und 40 sec. Die Wellen zeigen Dispersion

gegeben. Die Zahlenwerte dieser Berechnung gibt Tabelle 2.

Tabelle 2

Eigengeschwindigkeit c der Oberflächenwellen verschiedener Periode

T sec	Kreta 13. August 1922 km/sec	Ägäisches Meer 13. September 1912 km/sec
15	2.90	2.85
20	3.00	3.13
30	3.45	3.55
40	4.20	4.45

Eine Änderung der Wellenperiode durch die Viskosität des durchlaufenen Mediums ist theoretisch vorhanden. Sie liegt jedoch innerhalb der Fehlergrenzen, wie die Durchrechnung passend gewählter Beispiele ergab. Sie beträgt für einen Weg von 700 km für $T = 20$ sec 2%, das sind also 0.4 sec.

Mittlere Geschwindigkeit c_m und Eigengeschwindigkeit c als Funktion der geologischen Beschaffenheit des Untergrundes. In den vorigen Abschnitten hat



Fig. 4. Herde und Wellenwege des Islandbebens vom 6. Mai 1912 und des Kreta-
bebens vom 13. August 1922 im Vergleich zur tektonischen Gliederung nach Stille

sich gezeigt, daß die Oberflächenwellen erst in einiger Entfernung vom Herd durch die transversalen Raumwellen (direkte oder reflektierte Welle) erregt werden. Das hat zur Folge, daß die mittlere Geschwindigkeit c_m mit wachsender Herdentfernung langsam abnimmt. Vorausgesetzt ist dabei - - und diese Voraus-
setzung war bei den bisherigen Untersuchungen im wesentlichen erfüllt - , daß der durchlaufene Untergrund überall die gleichen elastischen Eigenschaften be-
sitzt. Ist dagegen der durchlaufene Untergrund elastisch sehr verschieden, dann
müssen große Unterschiede in der mittleren Geschwindigkeit c_m der Oberflächen-

wellen bestimmter Periode auftreten. Solche Unterschiede werden beobachtet. Sie sind so groß, daß der Einfluß der Herdentfernung auf die Geschwindigkeit c_m dadurch ganz verdeckt werden kann.

Es ist nun der Zusammenhang von Geschwindigkeit der Oberflächenwellen und Untergrund Eurasiens untersucht worden. Das Ergebnis dieser Unter-

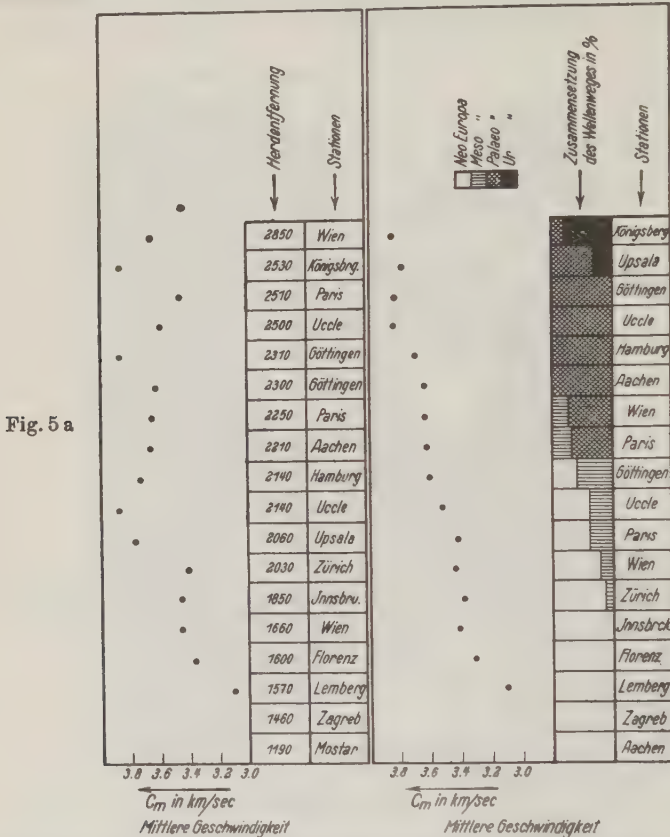


Fig. 5 a

Fig. 5 b

Fig. 5. Beobachtete mittlere Geschwindigkeit für ein Kreta- und Islandbeben

Fig. 5 a: c_m zeigt keine Abnahme mit wachsendem Δ , wie für $c = \text{const}$ zu erwarten wäre

Fig. 5 b: c_m ist abhängig von der Zusammensetzung des Untergrundes

suchung ist an dieser Stelle nur auszugsweise wiedergegeben. Es ist ausführlich in der Dissertation abgedruckt.

Herde und Wellenwege zweier Beben (vgl. Tabelle 3) sind in die geologisch-tektonische Skizze von H. Stille¹²⁾ (Fig. 4) eingetragen.

In Fig. 5 a und b ist für beide Beben (Kreta und Island) die an den in Tabelle 3 genannten Stationen beobachtete mittlere Geschwindigkeit c_m als Ordinate auf-

getragen. In 5a sind die Stationen auf die Abszisse nach Δ geordnet, in 5b nach der Zusammensetzung des durchlaufenen Untergrundes, und zwar so, daß der Anteil an älterem Gebiet beim Fortschreiten von Station zu Station nach rechts zunimmt. Die Anteile des Weges an ureuropäischen, meso-, paläo- und neoeuropäischem Gebiet sind in Prozenten wiedergegeben. In 5a ist also nach dem Zusammenhang von c_m und Δ , in 5b nach dem von c_m und den elastischen Eigenschaften des Untergrundes gefragt. Für $c = \text{const}$ müßte in Abb. 5a c_m mit wachsendem Δ abnehmen. Das ist nicht der Fall. Die Punkte zeigen kaum eine, jedenfalls nicht die zu erwartende Regelmäßigkeit. In Fig. 5b dagegen zeigen die Punkte einen regelmäßig ansteigenden Verlauf. Je größer der Weganteil an älterem Gebiet, um so größer wird c_m , nimmt also mit fortschreitender Konsolidation des Bodens zu.

Tabelle 3

Kreta 13. August 1922		Island 6. Mai 1912	
Station	Δ	Station	Δ
Paris	2510	Wien	2850
Uccle	2500	Königsberg	2530
Göttingen	2300	Paris	2250
Zürich	2030	Aachen	2210
Innsbruck	1850	Uccle	2140
Wien	1660	Hamburg	2140
Florenz	1600	Upsala	2060
Lemberg	1570	Göttingen	2310
Zagreb	1460		
Mostar	1190		

Es ist ferner die Frage untersucht worden, ob jeder Zone dieser Einteilung Neo-Europa, Meso-Europa usw. eine bestimmte Eigengeschwindigkeit zukommt. Sind Δ_1 und Δ_2 die Herdentfernungen eines an zwei Stationen registrierten Bebens, t_1 und t_2 die an diesen Stationen beobachteten Laufzeiten für eine bestimmte Periode \mathfrak{T} , so ist für diese

$$c_{\mathfrak{T}} = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{t_2 - t_1}.$$

Wählt man die Station so aus, daß Herd und beide Stationen möglichst auf einem Großkreis und daß beide Stationen in ein und derselben Zone liegen, so ist die Eigengeschwindigkeit c für den durchlaufenen Weg und damit für die durchlaufene Zone gegeben. Tabelle 4 gibt die so gefundenen Resultate wieder. Sie sind an Hand der Beben vom 13. August 1922, 13. September 1912 und 6. Mai 1912 und an Stationspaaren, die den obengenannten Bedingungen genügten, gefunden. Man sieht, daß jeder Zone innerhalb gewisser Grenzen ein bestimmtes c zufällt und daß dieses c mit wachsendem Alter der Zone zunimmt.

Durch Beobachtung an Oberflächenwellen war bis jetzt bekannt, daß die Geschwindigkeit der Wellen unter dem Pazifik größer ist als für Wellen gleicher Periode unter dem Atlantik und der Arktis, unter jenen wieder größer als auf den

Kontinenten. Wir sehen, daß diese Einteilung sich weiter differenzieren läßt. Die Geschwindigkeit der Wellen auf den Kontinenten ist keine einheitliche. Die

Tabelle 4
Eigengeschwindigkeit c der Oberflächenwellen bei verschiedener geologischer Beschaffenheit des Untergrundes

τ sec	Neo-Europa		Meso-Europa	
	Mostar—Zagreb km/sec		Zürich—Paris km/sec	Innsbruck—Uccle km/sec
15	2.70		3.20	2.50
20	2.80		3.45	3.40
25	3.10		3.40	3.55
30	—		3.60	3.75
35	—		3.65	3.80
40	—		4.00	3.95

τ sec	Paläo-Europa		80% Ur-Europa
	Hamburg—Göttingen km/sec	Uccle—Eskdalem. km/sec	Lemberg—Upsala km/sec
15	3.10	3.45	3.50
20	3.50	3.45	3.80
25	3.80	3.85	3.80
30	4.30	3.95	4.20
35	—	4.35	4.35
40	—	4.50	—

Beobachtung dieser Geschwindigkeitsunterschiede kann zu Aufschlüssen über Bau und Charakter der obersten Erdkruste führen. Darüber handelt der nächste Abschnitt.

Schichtdicke im eurasiatischen Kontinent. Aus der Dispersionskurve ergibt sich die Schichtdicke der obersten Erdkruste, wie Love³⁾, Jeffreys⁹⁾ und Stoneley¹⁰⁾ u. a. gezeigt haben. Fig. 6 gibt die geologisch-tektonische Gliederung Eurasiens nach Stille¹³⁾ wieder. In diese Karte sind die Herde dreier zentral-asiatischer Beben und die zugehörigen Wellenwege Herd—Station eingezeichnet. Es erweist sich nun, daß die Wellen der Beben 1 und 2, die den Weg Herd—Zi-ka-wei bzw. Batavia zurückgelegt haben, eine viel niedrigere Geschwindigkeit aufweisen als die in Göttingen registrierten. Beim Beben 3 sind die Geschwindigkeiten der entsprechenden Wellenwege ungefähr gleich. Fig. 6 gibt gleichzeitig eine Erklärung für diese Geschwindigkeitsunterschiede. Je größer der Anteil am geologisch jüngeren Untergrund, um so kleiner die Geschwindigkeit. So hat z. B. der Wellenweg 1 (I) (s. Fig. 6) den größten Anteil an urasiatischem Untergrund und die zugehörigen Wellen die größte Geschwindigkeit, der Wellenweg 1 (II) den größten Anteil am alpiden Gebiet, die entsprechenden Wellen die kleinste Geschwindigkeit. Fig. 7 gibt als Beispiel die Dispersionskurven des Bebens 1 wieder (I vorwiegend urasiatisch, II vorwiegend alpid). Berechnet man aus den Dispersionskurven nach einer von Jeffreys angegebenen Methode die mittlere



Fig. 6. Tektonische Gliederung der Alten Welt nach Stille Herde und Wellenwege 1, 2 und 3 im Vergleich zu dieser Gliederung

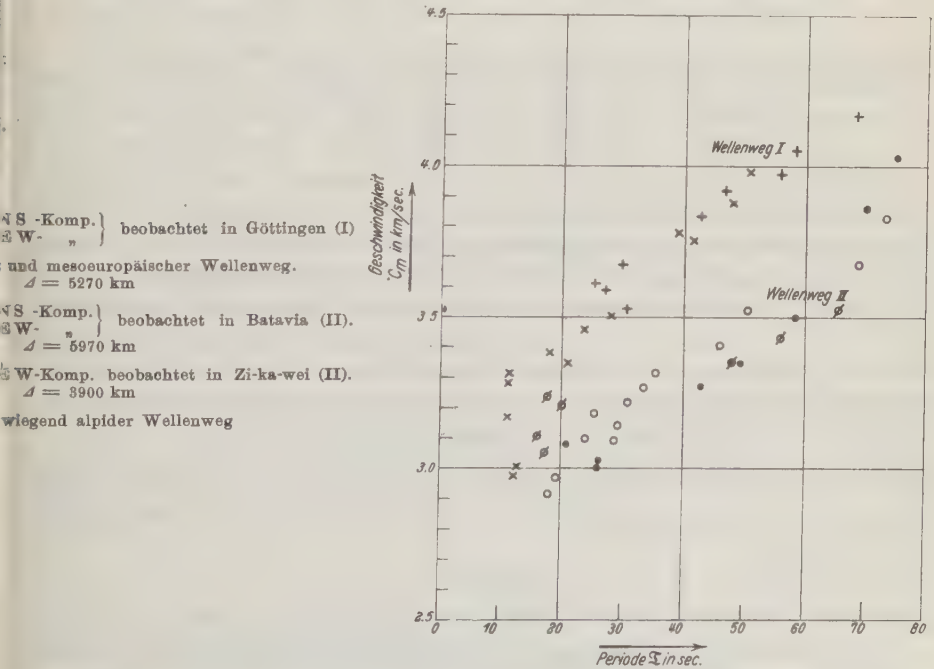


Fig. 7. Beben vom 3./4. Januar 1911

(h_1, h_2) und Isostasiegleichung (d_1, d_2) berechneten Tiefenerstreckungen sind von hinreichender Übereinstimmung.

$$\begin{aligned} h_2 &= 60 \text{ km}, & d_2 &= 63 \text{ km}, \\ h_1 &= 35 \text{ „}, & d_1 &= 37 \text{ „} \end{aligned}$$

Ähnlich liegen die Verhältnisse in Europa. Ein Vergleich der Geschwindigkeit im alpiden Gebiet mit der in der nördlichen Tiefebene ergibt für die Alpen eine Tiefenerstreckung von 45 km und für die Tiefebene eine von 30 km.

Zusammenfassung. 1. Im Beginn der Oberflächenwellen eines Erdbeben-diagrammes treten die längsten Perioden dieses Wellenzuges auf und zwar betragen sie $T_{\max.} = 15 \text{ sec}$ bei einer Herdentfernung von $\Delta = 1050 \text{ km}$ und $T_{\max.} = 40 \text{ sec}$ bei $\Delta = 1550 \text{ km}$. $T_{\max.}$ wächst also mit zunehmendem Δ .

2. Bei gleichen Wellenwegen, an der Oberfläche der Erde gemessen, wächst die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c mit der Periode zwischen 2000 und 3000 km Herddistanz. Sie ist für

$$\begin{aligned} \mathfrak{T} &= 15 \text{ sec}, & c &= 2.9 \text{ km/sec}, \\ \mathfrak{T} &= 40 \text{ sec}, & c &= 4.3 \text{ „} \end{aligned}$$

Es besteht also normale Dispersion.

3. Der Einfluß der Viskosität ist viel zu klein, um diese Beträge der Dispersion zu erklären.

4. Für eine bestimmte Periode ist c eine Funktion der Geologischen Beschaffenheit des Untergrundes. In Europa ist c größer im alten konsolidierten als im jüngeren Gebirge. Für $\mathfrak{T} = 20 \text{ sec}$ beträgt c in Palaeo-Europa 3.5, in Neo-Europa 2.8 km/sec. In Eur-Asien ebenfalls für $\mathfrak{T} = 20 \text{ sec}$ für das jüngere Gestein (Himalaja) 3.0 km/sec, für das alte Gestein (Fenno-Sarmatien) 3.5 km/sec.

5. Die Bestimmung der Dicke dieser Schichten mit Hilfe der Dispersionskurven (bei Annahme von Gruppengeschwindigkeit) ergibt für den Himalaja (60 km) ungefähr einen doppelt so großen Betrag wie für Fenno-Sarmatien (35); ein ähnliches Verhältnis besteht zwischen der Tiefenerstreckung der Alpen (45 km) und Mittel-Nordeuropa (30 km).

Aus Überlegungen bezüglich isostatischer Massenlagerung ergibt sich für den Himalaja eine Tiefenerstreckung von 63 km und für Fenno-Sarmatien 37 km.

Herrn Prof. Dr. G. Angenheister, auf dessen Anregung die Arbeit entstand, sowie Herrn Dr. Köhler bin ich für mancherlei Ratschläge und Kritik bei Ausführung dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.

Literatur

- 1) Rohrbach: Über die Dispersion seismischer Oberflächenwellen. Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 8, Heft 3/4 (1932).
- 2) Lord Rayleigh: London. Mathem. Soc. Proc. 17 (1885).
- 3) A. E. H. Love: Some problems of geodynamis. Cambridge, University Press.

- ⁴⁾ N. Lamb: Phil. Transact. Roy. Soc. **203** (1904).
⁵⁾ Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. Nachr. d. kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen 1922.
⁶⁾ G. Angenheister: Seismik, Kap. 8 in Bd. VI des Handb. d. Phys., Berlin.
⁷⁾ E. Tams: Centralbl. f. Mineralogie, Geologie, Paläontologie 1921.
⁸⁾ S. W. Visser: Kon. Magnet. en Met. Observatorium te Batavia 1921, Nr. 7.
⁹⁾ H. Jeffreys: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Geophys. 1928, S. 282.
¹⁰⁾ R. Stonley: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 1925, S. 280; 1928, S. 521.
¹¹⁾ B. Gutenberg: Physikal. Zeitschr. **25**, 377, (1924); **27**, 111 (1926).
¹²⁾ H. Stille: Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Berlin, Bornträger, 1924.
¹³⁾ H. Stille: Stammbaum der Gebirge und Vorländer. Congrès Geologique International. Comptes Rendus 1926. Madrid 1928, S. 1750.
¹⁴⁾ Sezawa: Bull. of the Earthquake Research Institut, Tokyo **3**, 43, Sept. 1927.
¹⁵⁾ Itoo: Über Oberflächenwellen. Gerl. Beitr. **39** (1931).
¹⁶⁾ B. Gutenberg: Handb. d. Geophys. Bd. IV, S. 21 u. 22.
¹⁷⁾ E. Tams: Grundzüge der physikal. Verhältnisse der Erde.
¹⁸⁾ Mitteilungen der Seism. Station Darmstadt-Jugenheim Nr. 1, 2 u. 3 (hekto-graphiert).
¹⁹⁾ J. Wilip: Über einige Erdbeben im Frühling 1912 (russisch). Petersburg 1913. Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1934.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XII. Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen

Von **H. K. Müller**, Göttingen — (Mit 13 Abbildungen)

I. Instrumente

Zu den Untersuchungen dieser Arbeit wurden benutzt ein Wiechertscher Vertikalseismograph und zwei gleich gebaute Horizontalseismographen (nach Angaben von Angenheister im Geophysikalischen Institut gebaut). Die Konstanten der Apparate sind in einer früheren Veröffentlichung¹⁾ bereits angegeben worden. Die Eigenperiode der H-Seismographen wurde im Laufe der Untersuchungen im Bereich $\frac{1}{8}$ bis $\frac{1}{20}$ sec variiert. Die benutzten Seismographen besaßen ausreichende und beliebig einstellbare Luftdämpfung. Zum Registrieren wurden zwei nach Angaben von Angenheister gebaute Lichtschreiber benutzt, deren Laufgeschwindigkeit meist 8 cm/sec betrug. Als Zeitmarkierung dienten eine Stimmgabel von 51 Schwing./sec und ein Knoblich-Chronometer mit Halbskundenkontakten.

a) Untersuchung auf Eigenschwingungen. Die verwendeten Seismographen wurden mit der Schwungrad- und Schütteltischmethode nach R. Köhler²⁾ bzw. A. Ramspeck³⁾ geprüft. Die Prüfung ergab für die Horizontalseismographen im Periodenbereich $\mathfrak{T} = 0.005$ bis 0.500 sec, für den Vertikalseismograph im Bereich $\mathfrak{T} = 0.020$ bis 0.500 sec außer der Eigenperiode T_0 keine weiteren Eigenperioden.

b) Bestimmung der Vergrößerung. Die Vergrößerung wurde nach drei Methoden bestimmt: Mit der statischen Methode*) mit der Schwungrad-²⁾ und mit der Schütteltischmethode³⁾. Bei allen drei Methoden ergab sich eine gewisse Abhängigkeit der Vergrößerung von der Amplitude, und zwar bis zu 15 %. Um diesen Betrag unterscheiden sich auch die nach den einzelnen Methoden bestimmten Vergrößerungen.

Ein Einfluß der Spannung des Fadens, der die Bewegung der Seismographenmasse über die Elektrontüte auf die Spiegelachse überträgt, war nicht vorhanden, wie experimentell festgestellt wurde.

Den Einfluß von Fadendicke und Spiegelachsendurchmesser auf die Vergrößerung zeigen die in Tabelle 1 zusammengestellten Werte (V = statisch bestimmte Vergrößerung). Der Einfluß des Fadens ist um so größer, je kleiner der Achsendurchmesser ist. Mit der 1.0-mm-Achse hat man die Grenze der Brauchbarkeit der dünnen Achsen erreicht.

Tabelle 1
Durchmesser der Spiegelachse

Fadendicke	$\varnothing = 1.96$ m/m	$\varnothing = 1.00$ m/m	$\varnothing = 0.52$ m/m
15 μ	$V = 19400$	$V = 36700$	$V = 22000$
25 μ	$V = 15700$	$V = 34500$	$V = 19400$
35 μ	$V = 17300$	$V = 22000$	$V = 31500$

c) Wiedergabe von Stoß- und Schwingungsazimuten durch die H-Komponenten. Um zu ermitteln, ob die Apparate stoßgetreu aufzeichnen, d. h. die Resultierende der beiden ersten Ausschläge mit der Stoßrichtung übereinstimmt, wurden die H-Seismographen auf die Schüttelplatte gestellt und die Querkomponenten um kleine Winkel α nach beiden Seiten gedreht. Aus den Ausschlägen der H-Komponenten ergibt sich

$$\sin \alpha' = \frac{A_{\perp}}{A_{\parallel}} \left(\frac{\text{Amplitude der Querkomponente}}{\text{Amplitude der Parallelkomponente}} \right).$$

Bei stoßgetreuer Aufzeichnung muß α' mit dem bei der Aufstellung gemessenen α übereinstimmen. Besonders untersucht wurde der Fall $\alpha = 0$, für den die Querkomponente theoretisch keinen Ausschlag zeigen dürfte. Hierfür ergab sich aus

*) Vgl. für ihre Durchführung G. Angenheister, Seismik. Handb. d. Phys. Bd. VI.

zahlreichen Messungen, daß die Amplitude der Querkomponente für Schwingungen 5 %, für Stöße 5 bis 8 % der Parallelkomponente betrug. Dem entsprechen für α' Werte von 30° bis 4.50° , ein Betrag, der im Gelände innerhalb der Meßgenauigkeit liegt.

d) Horizontalempfindlichkeit des Vertikalseismographen und Vertikalempfindlichkeit des Horizontalseismographen. Die Prüfung der 3-Komponentenapparatur auf Horizontal- und Vertikalempfindlichkeit erfolgte wiederum auf dem Horizontalschütteltisch und auf dem Modell eines Vertikalschütteltisches, der zur Zeit im Geophysikalischen Institut in Göttingen entwickelt wird. Für Stöße ergab sich immer ein konstanter Wert, während bei Schwingungen für die Horizontal- oder Vertikalempfindlichkeit sich eine Abhängigkeit von \mathfrak{T}/T_0 ergibt. Für Azimut- und Emergenzwinkelbetrachtungen sind die folgenden Stoßwerte maßgebend: Horizontalempfindlichkeit von Z: 15 %, Vertikalempfindlichkeit von H: 8 %.

e) Prüfung der Seismographen im Gelände. Die Horizontalseismographen wurden einer letzten Prüfung im Gelände unterzogen. Es wurden sechs

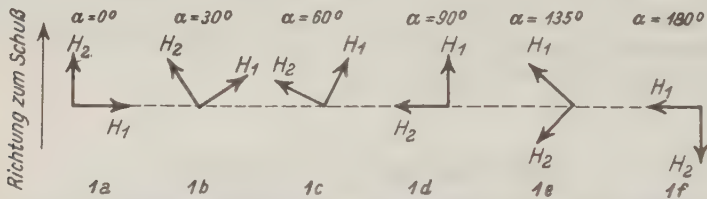


Fig. 1. Schwingungsrichtungen der H-Komponenten bei der Prüfung der Seismographen durch Sprengungen im Gelände

Sprengungen beobachtet, für die die Versuchsbedingungen, insbesondere Schußentfernung, Sprengmenge, Bohrlochtiefe und Verdämmung möglichst konstant beibehalten wurden. Die Vertikalkomponente wurde während der sechs Schüsse nicht verändert. Die gute Übereinstimmung der Z-Seismogramme beweist die Reproduzierbarkeit der Bodenbewegung. Die Schwingungsrichtungen der beiden Horizontalseismographen blieben dauernd zueinander senkrecht stehen; von Schuß zu Schuß wurden sie jedoch beide um einen bestimmten Winkel gegen die Richtung Schußpunkt—Beobachtungspunkt gedreht. Die Gesamtdrehung betrug 180° , in den ersten 90° wurde von 30° zu 30° gedreht, in den zweiten von 45° zu 45° . In der schematischen Darstellung (Fig. 1) sind die Schwingungsrichtungen der beiden Komponenten bei jedem Schuß angegeben.

Die Aufzeichnungen von H_1 und H_2 müssen in den Fällen 1a, 1d und 1f (s. Fig. 1) dieselben sein. Dies ist für die Parallelkomponente der Fall, wie Fig. 2 zeigt. Nicht ganz so gut ist die Übereinstimmung für die Querkomponente.

Ist die Bodenbewegung am Beobachtungsort dieselbe und zeichnen die Seismographen sie getreu auf, so muß das aus den Aufzeichnungen der beiden Horizontal-

komponenten konstruierte Diagramm der Bodenbewegung ebenfalls in allen sechs Fällen dasselbe sein. Dies Diagramm wurde für die größte Schwingung (Maximum der Hauptwellen) gezeichnet. Dazu wurden aus den Seismogrammen die Umkehrpunkte und die Durchgänge durch die Ruhelage für jede Komponente entnommen. Verbindet man die so erhaltenen Punkte, so erhält man ein schematisches Bild der Bodenbewegung. Diese ist, wie Fig. 3 zeigt, in allen sechs Fällen nahezu die gleiche.

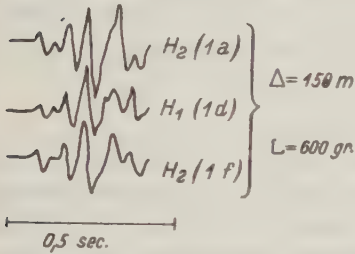


Fig. 2

Seismogramme der Parallelkomponente für die Stellung 1a, 1d und 1f in Fig. 1

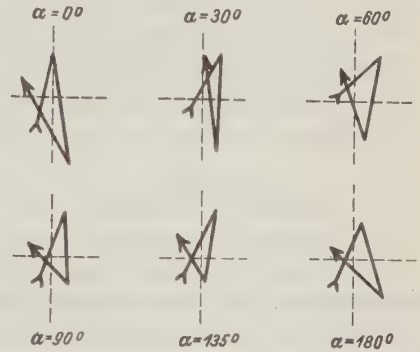


Fig. 3

Horizontale Bodenbewegung der Hauptschwingung bei den Schüssen in $\Delta = 150$ m

Das Azimut der ersten Bodenbewegung, das sich aus den H-Seismogrammen ergibt, stimmt in diesem besonderen Falle angenähert mit der Richtung Schußpunkt—Beobachtungspunkt überein (Tabelle 2).

Tabelle 2

Stellung der Seismographen	Winkel zwischen Schwingungsrichtung der Komponente H_2 und Schußrichtung	
	gemessen	beobachtet
1a	0°	0°
1b	30	20
1c	60	40
1d	90	90
1e	135	135
1f	180	180

II. Beobachtungen

Über die Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen liegen bisher nur sehr wenige Veröffentlichungen vor ^{4) 5) 6)}. Aus den spärlichen Zahlenangaben lassen sich der Azimut- und Emergenzwinkel von P nicht berechnen.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit P -, S - und Oberflächenwellen bei Sprengungen, und zwar mit der Art der Bodenbewegung dieser drei Wellenarten.

Bei der Ausbreitung einer Störung in einem elastisch homogenen Halbraum ist folgendes zu erwarten: Bei der longitudinalen P -Welle erfolgt die Deformation nur in der Fortpflanzungsrichtung x . Bei der transversalen S -Welle ist die Deformation in der x -Richtung Null, sie erfolgt in der Ebene senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung. Die Schwingungsrichtung kann hierbei linear polarisiert sein. Die Kombination longitudinaler und transversaler Verrückungen ergibt eine bestimmte Art von Oberflächenwellen, Rayleigh-Wellen, für die die Theorie folgende Eigenschaften aufstellt:

1. Die Schwingungsebene ist parallel zur Fortpflanzungsrichtung und senkrecht zur Oberfläche.
2. Die Schwingung ist elliptisch. Wenn $a/b = \sqrt{3}$, beträgt das Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Verrückung $Z/H = 1.47$.
3. Die Geschwindigkeit der Rayleigh-Wellen beträgt $c = 0.92 b = 0.92 \frac{a}{\sqrt{3}}$.

Diese in der Theorie festgelegten Eigenschaften haben bei der Beobachtung von Fernbeben angenähert ihre Bestätigung gefunden. So z. B. läßt sich aus der Bewegung des ersten Einsatzes bei Fernbeben die Herdrichtung bestimmen⁷⁾. Inwieweit nun diese theoretisch zu erwartenden und bei Fernbeben bestätigten Ergebnisse auch für Sprengungen gelten und wodurch sich die auftretenden Abweichungen von der Theorie erklären lassen, soll an Hand der folgenden Beobachtungen erläutert werden.

1. Azimut und Emergenzwinkel von P_1 und P_{11} . a) Messungen auf dem Rhonegletscher. Der Rhonegletscher wurde im Sommer 1931 seismisch vermessen¹⁾. Es wurden parallel und quer zu seiner Längserstreckung Profile an-

Tabelle 3
Scheinbarer Emergenzwinkel \bar{e} und korrigierter wahrer Emergenzwinkel e in Grad

Schuß		Längsprofile				Querprofil D_Q	Profile im Firn		
		A	B	C	D		E_V	E_{VI}	E_{VII}
Zungen-	\bar{e} . .	45—51	60—68	48—51	41—47			58—70	
wärts	$\{ e_{\text{corr.}}$	29—39	49—59	35—40	23—34			51—65	
Firn-	\bar{e} . .	30—39	25—39	39—46			66—67		50—51
wärts	$\{ e_{\text{corr.}}$	0—29	0—29	30—43	12—22		68—69		52—53
Dauer	\bar{e} . .					35—38			
	e . .					0—20			

gelegt. Bei über 50 Schüssen der Längsprofile erfolgte die erste Bewegung in einer Richtung, die um 30° bis 45° von der Schußrichtung abwich, und zwar stets im gleichen Sinne. Bei einem Querprofil und bei den Profilen im Firn lag die Abweichung innerhalb der Fehlergrenze; es herrschte dort also Übereinstimmung mit der Theorie*). Der aus den drei Ausschlägen berechnete Emergenzwinkel

*) Vgl. Zeitschr. f. Geophys. 8, 69 (1932).

ergab sich viel zu groß. Die Abweichungen in Azimut und Emergenzwinkel deuten auf Inhomogenitäten im Eiskörper.

Die früher angegebenen Emergenzwinkel¹⁾ waren auf die Horizontalebene (Grundplatte des Seismographen) bezogen. Bezieht man die Winkel auf die geneigte Gletscheroberfläche, so ergibt sich für die Profile firnwärts eine positive, zungenwärts eine negative Korrektur von 4° bis 7°. Auch die korrigierten Werte der Emergenzwinkel, die in Tabelle 3 angeführt sind, entsprechen nicht den Forderungen der Theorie.

Bei dem Profil *B* firnwärts kann man auch die Emergenzwinkel der reflektierten Wellen (P_{11})*, deren Einsätze im bewegten Seismogramm oft schwer festzulegen sind, mit einiger Sicherheit angeben. Aus ihnen sollte sich nach der Formel

$$h = \frac{\Delta}{2} \cdot \operatorname{tge}$$

die Eismächtigkeit h berechnen lassen. Die so gewonnenen Eisdicken sind in Tabelle 4 mit den von F. Gerecke aus Laufzeiten berechneten Werten zusammengestellt. Die Abweichungen sind zum Teil recht groß. Der Wert für $\Delta = 600$ m (anormal großer Amplitudenwert in H_{\perp}) fällt ganz heraus. Die folgende Tabelle enthält die Diagrammamplituden, um zu zeigen, daß sie immerhin einige Millimeter betragen. Zur Berechnung sind die wahren Bodenverrückungen benutzt worden.

Tabelle 4

Emergenzwinkel der reflektierten Wellen und aus ihnen berechnete Eismächtigkeit

Δ m	Amplitude der Parallel- komponente mm	Amplitude der Quer- komponente mm	Amplitude der Vertikal- komponente mm	Scheinbarer Emergenz- winkel \bar{e} von P_{11}	Eisdicken	
					aus \bar{e} von P_{11} m	aus Laufzeit von P_{11} oder P_{121} m
400	2.0	2.2	3.0	51	246	205
500	2.0	2.5	1.6	31	150	197
600	5.0	11.5	2.0	11	58	192
700	3.4	4.6	2.2	25	163	200
800	5.5	8.0	3.0	21	150	194
900	4.0	1.7	2.4	39	300	174
1000	3.2	1.5	2.0	34	338	150
1100	3.4	2.0	1.0	17	168	146

Der zur Berechnung benutzte Emergenzwinkel ist allerdings der scheinbare, da der wahre nur für die Schußentfernungen $\Delta = 400$ m und $\Delta = 900$ m reelle Werte größer als 0° annimmt. Es ist dabei eigenartig, daß bei dieser Art der Eisdickenbestimmung die Benutzung des scheinbaren Emergenzwinkels zu Werten führt, die größenordnungsmäßig mit denen übereinstimmen, die mit Hilfe der Laufzeiten ermittelt wurden. Es erhebt sich daher die Frage, ob beim Auftreffen der hier als longitudinal bezeichneten reflektierten Welle an der Grenzschicht

*) Für die Bezeichnung der Wellen vgl. F. Gerecke⁸⁾.

Eis—Luft der Einfluß der Energieumwandlung auf den Emergenzwinkel sich zu Recht durch die Beziehung

$$\cos^2 e = \left(\frac{a}{b}\right)^2 \cdot \frac{1 - \sin \bar{e}}{2}$$

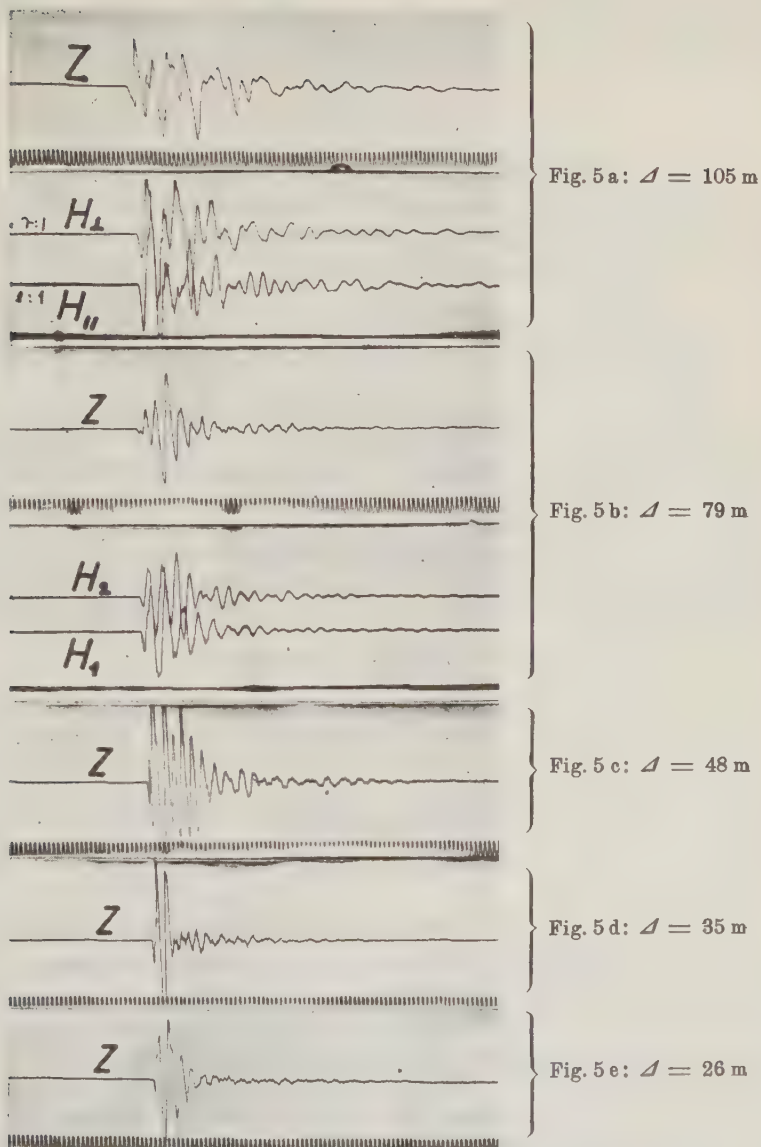


Fig. 5. Seismogramme der Schüsse 5 a bis 5 e im Institutsgelände

Da die Transversalgeschwindigkeit b nicht genau bekannt ist, außerdem die Unterschiede zwischen wahren und scheinbarem Emergenzwinkel von bestimmten Werten von e ab nicht allzu groß sind (s. Fig. 6), so gebe ich hier und im folgenden stets den direkt gemessenen „scheinbaren“ Emergenzwinkel \bar{e} an:

$$\operatorname{tg} \bar{e} = \frac{Z}{\sqrt{H_{\parallel}^2 + H_{\perp}^2}}$$

Die Beobachtungen ergeben, daß die erste Bodenbewegung von P nicht in der Schußrichtung erfolgt. Wie eingehend untersucht wurde, und wie auch aus Fig. 7 hervorgeht, ist die Größe der Abweichung unabhängig von der Amplitude, also nicht durch Apparateeigenheiten beeinflusst.

Tabelle 5

Azimut und Emergenzwinkel für die in Fig. 4 dargestellten Schüsse

Schuß	Δ_m	Ladung g	Amplitude der H -Komponente mit dem klei- neren Ausschlag	Azimut gegen Schußrichtung Grad	Scheinbarer Emergenzwinkel \bar{e} Grad
5a	105	500	8.2	27	24
5a	105	500	5.7	17	26
5a	105	500	4.5	22	21
5b	79	400	11.0	14	14
5c	48	200	11.6	7	27
*5d	35	100	0.6	30	40
*5e	26	100	1.5	22	59
5e	26	100	1.4	20	62
*6b	36	100	1.8	9	42
6c	34	100	4.1	28	23
B_1	79	400	3.3	11	14
B_2	64	300	7.5	19	24
B_3	48	200	8.5	23	28
B_4	28	100	9.5	34	29

Ein Vergleich der in Fig. 4 und Tabelle 5 wiedergegebenen Ergebnisse zeigt folgendes: die Beobachtungen lassen sich in zwei Gruppen einteilen. Bei den Schüssen 5a bis 5c und 6c (erste Gruppe) fällt die Richtung der Bodenbewegung von P ungefähr in die NS-Richtung (s. Fig. 11); die Emergenzwinkel sind klein. Bei der zweiten Gruppe (Schüsse 5d, 5e und 6b, in Tabelle 5 mit * versehen) liegt die Stoßrichtung von P beinahe senkrecht zu der der Gruppe 1, also ungefähr in EW; die Emergenzwinkel sind viel größer. Diese Bevorzugung bestimmter Azimute hängt wohl mit den Besonderheiten des jeweils durchlaufenen Untergrundes zusammen. Außerdem berechtigt auch der Charakter der Seismogramme zu dieser Einteilung der sieben ersten Schüsse nach Gruppen. Die Seismogramme der ersten Gruppe weisen regelmäßigeren Schwingungen als die der zweiten Gruppe auf.

Die Schüsse B_1 bis B_4 auf Profil B ergeben mit abnehmender Sprengentfernung eine wachsende Azimutabweichung und einen zunehmenden Emergenzwinkel (Fig. 8). Denselben Gang des Emergenzwinkels zeigen auch vier Schüsse, die im August 1933 im Muschelkalk bei der Plesse oberhalb Mariaspring im Rahmen

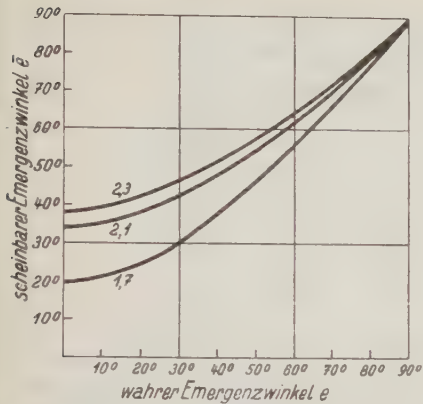


Fig. 6

Abhängigkeit des scheinbaren vom wahren Emergenzwinkel für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse $v_{\text{long}}/v_{\text{trans}}$

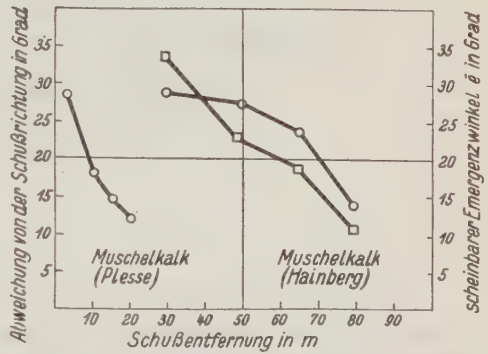


Fig. 8. Azimutabweichung (—□—□—) und scheinbarer Emergenzwinkel (—○—○—) von P in Abhängigkeit von der Schußentfernung bei zwei Profilen im Muschelkalk

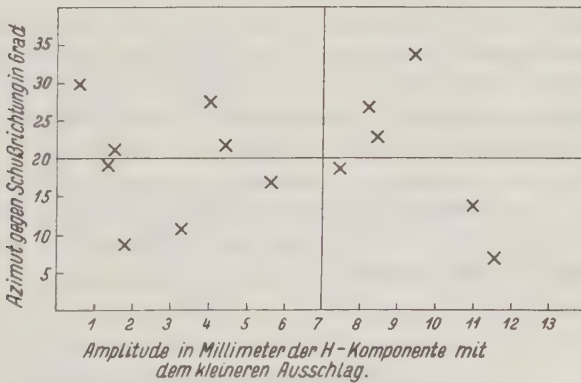


Fig. 7. Verteilung der Azimutabweichungen für verschiedene Amplituden von P

anderer Untersuchungen gewonnen wurden. Zur Deutung des Ganges des Emergenzwinkels bei beiden Schußserien kann man die Annahme machen, daß der erste Einsatz im Seismogramm durch Reflexionen an einer nicht sehr tiefen Schicht bedingt ist. Mit zunehmender Schußentfernung muß bei Reflexionen der Emergenzwinkel abnehmen (siehe \bar{e} von P_{11} auf dem Rhonegletscher, S. 45). Berechnet man die Tiefe dieser reflektierenden Schicht, ähnlich wie auf dem Eise, nach der

Formel $h = \frac{\Delta}{2} \cdot \operatorname{tg} e$, so erhält man für die einzelnen Schüsse zugehörige Tiefen, die in Tabelle 6 wiedergegeben sind (unter Annahme paralleler Schichtung):

Tabelle 6

Aus dem Emergenzwinkel berechnete Tiefen bei der Annahme, daß der erste Einsatz durch Reflexionen bedingt ist

Muschelkalk Hainberg 1932			Muschelkalk Plesse 1933		
Δ m	Tiefe		Δ m	Tiefe	
	aus \bar{e} m	aus Lauf- zeitkurve m		aus \bar{e} m	aus Lauf- zeitkurve m
28	8	6	5	1.4	
48	13		10	1.6	3.8
64	14	18	15	1.9	
79	10		20	2.1	

Die aus den Knickpunkten der Laufzeitkurven berechneten Tiefen sind ebenfalls vergleichsweise in Tabelle 6 angeführt. Der Tiefenberechnung für den Hainberg liegt allerdings die Laufzeitkurve für das lange Profil zugrunde, das im folgenden Kapitel behandelt wird, dessen Schüsse von den oben angeführten jedoch um nur 10 bis 20 m entfernt liegen. (Da im Muschelkalk S-Wellen nicht festgestellt werden konnten, ist die Konstruktion und das Rechnen mit dem scheinbaren Emergenzwinkel \bar{e} berechtigt.)

Die Schüsse im Institutsgelände ergeben also, daß eine Übereinstimmung mit der Theorie bezüglich Azimut und Emergenzwinkel von P allgemein nicht vorhanden ist. Die Erfahrungen aus den Aufzeichnungen von Fernbeben lassen sich auf Sprengungen nicht ohne Einschränkung übertragen. Die Dimensionen der Medien, in denen sich die elastischen Wellen bei Beben und bei Sprengungen ausbreiten, sind sehr verschieden. Die bei Sprengungen auftretenden Stoßrichtungen und Emergenzwinkel sind durch die lokal stark variierende geologische Struktur des obersten Untergrundes stark beeinflusst, und nur unter sehr günstigen oder zufälligen Bedingungen kann eine Übereinstimmung von Beobachtung und Theorie erwartet werden.

c) Messungen auf dem Hainberg und bei Harste im Leinetalgraben. Das Profil auf dem Hainberg wurde nur bis $\Delta = 550$ m ausgedehnt, da einerseits die benötigten Sprengmengen zu groß wurden, andererseits sich das Gelände als nicht sehr geeignet zur Untersuchung der hier behandelten Probleme erwies.

Die Laufzeitkurve des Hainbergprofils. Zur Aufstellung der Laufzeitkurve wurden die Einsätze der Vertikalkomponente benutzt. In Tabelle 7 sind für die elf Schußentfernungen die Zeiten der ersten Einsätze wiedergegeben. In Fig. 9 ist die Laufzeitkurve dargestellt. Aus ihrem Verlauf entnimmt man eine Geschwindigkeitszunahme von 400 m/sec bei $\Delta = 5$ m bis 3400 m/sec bei $\Delta = 150$ m. Von $\Delta = 150$ m bis $\Delta = 550$ m ist die Geschwindigkeit konstant,

sie beträgt im Mittel 3360 m/sec. Die Schüsse von $\Delta = 5$ m bis $\Delta = 20$ m wurden nur mit der Z-Komponente beobachtet. Die Registriergeschwindigkeit betrug

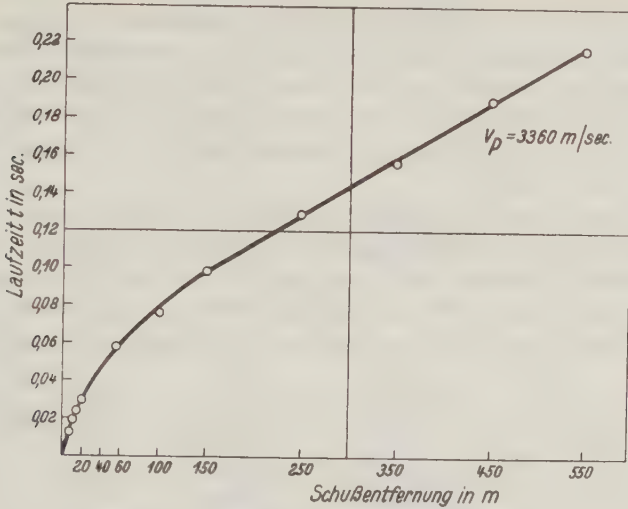


Fig. 9. Laufzeitkurve des Hainbergprofils

$\Delta = 5$ m — 20 m: Registriergeschwindigkeit 40 — 60 cm/sec
 $\Delta = 20$ " — 550 " : " 8 — 10 "

hier 40 bis 60 cm/sec, die Laufzeiten sind auf ± 0.0004 sec genau. Fig. 10 gibt den Schuß für $\Delta = 20$ m wieder. Von $\Delta = 20$ m bis $\Delta = 550$ m betrug die Registriergeschwindigkeit 8 cm/sec, der Fehler in der Laufzeit beträgt höchstens ± 0.002 sec.

Tabelle 7

Entfernungen, Ladungen, Laufzeiten und scheinbare Oberflächen-
 geschwindigkeit \mathfrak{V} beim Hainbergprofil

Δ m	Ladung g	Laufzeit des P-Einsatzes sec	Scheinbare Ober- flächengeschwin- digkeit \mathfrak{V} m/sec
5	50	0.0121	413
10	50	0.0188	747
15	50	0.0225	1350
20	50	0.0286	820
20	30	0.029	770
55	200	0.057	1250
100	500	0.075	2500
150	700	0.098	2180
250	1200	0.129	3230
350	2100	0.157	3570
450	5000	0.190	3030
550	9500	0.217	3700

Die Geschwindigkeitszunahme bei kleinen Sprengentfernungen findet ihre Erklärung in den geologischen Lagerungsverhältnissen. Über dem eigentlichen Muschelkalk liegt die Verwitterungszone des Muschelkalks in geringer Mächtigkeit. Bei kleinen Schußentfernungen messen wir die Geschwindigkeit in diesen Schichten. Mit wachsender Sprengentfernung taucht die Longitudinalwelle immer tiefer in den Untergrund ein, bis sie von $\Delta = 150$ m an, in einer Tiefe von 40 bis 50 m, im mittleren Muschelkalk mit der Geschwindigkeit $v = 3360$ m/sec läuft*). Dieselbe Erklärung der gekrümmten Laufzeitkurve bei kleinen Schußentfernungen gab schon O. v. Schmidt⁹⁾.

Azimet und Emergenzwinkel bei beiden Profilen. Bei dem Hainbergprofil dürfen wir wegen der Krümmung der Laufzeitkurve für P keinen streifenden Einfall beobachten, sondern P muß nach der Theorie unter einem steilen Winkel auftauchen. Und zwar müßte der Emergenzwinkel, gemäß dem tieferen Eindringen des Strahles in die Erde, mit wachsender Schußentfernung größer werden.

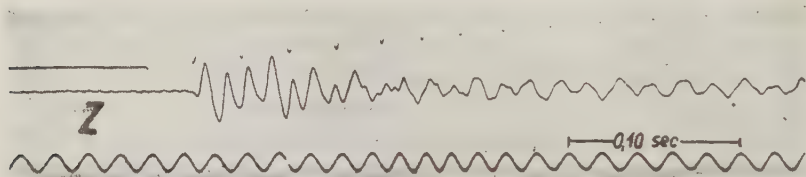


Fig. 10

Aufzeichnung der Vertikalkomponente des Schusses in $\Delta = 20$ m im Hainbergprofil
Registriereschwindigkeit = 50 cm/sec

Bei dem Profil im Leinetalgraben, dessen Laufzeitkurve geradlinig ist (wird später veröffentlicht), müßten wir für eine P -Welle, die durch die oberste Schicht gelaufen ist, streifenden Einfall beobachten.

Eine Bearbeitung der Schüsse beider Profile ergab die Tatsache, daß bei einer gewissen Minimalamplitude in Z , derselbe Einsatz in $H_{||}$ nicht vorhanden ist. Seine Amplitude lag unterhalb des Schwellwertes des Instrumentes. Danach muß der Emergenzwinkel von P verhältnismäßig groß sein. Die erste erkennbare Bewegung in $H_{||}$ entspricht demnach nicht der ersten Bodenbewegung in Z , sondern einem späteren Z -Einsatz, der im allgemeinen größere Amplitude hat als der erste. (Die Zugehörigkeit der Einsätze in den drei Komponenten konnte besonders gut ermittelt werden, da für alle drei Seismographen dieselben Halbskundenkontakte einer Uhr mitregistriert wurden.) Diese scheinbare zeitliche

*) Anmerkung: Der von F. Hubert¹⁰⁾ in seiner Dissertation angegebene Wert von 1690 m/sec für die Geschwindigkeit im Muschelkalk des Hainberges ist also nicht die Geschwindigkeit im Muschelkalk, sondern die mittlere Geschwindigkeit, die man eben bei der von Hubert benutzten Sprengentfernung von $\Delta = 125$ m erhält. Meine Laufzeitkurve ergibt für diese Sprengentfernung eine mittlere Geschwindigkeit ($v = \Delta_{125}/t_{125}$) von 1430 m/sec.

Verzögerung des P -Einsatzes in $H_{||}$ kann bis zu ein paar hundertstel Sekunden ausmachen und hängt von der P -Amplitude in Z , also von der Sprengmenge ab (vgl. Tabelle 8).

Tabelle 8. Scheinbare Verzögerung des P -Einsatzes in $H_{||}$ gegenüber in Z , bzw. in H_{\perp} gegenüber in $H_{||}$. Scheinbarer Emergenzwinkel aus den Amplituden $\left(\operatorname{tg} \bar{e} = \frac{Z}{\sqrt{H_{||}^2 + H_{\perp}^2}}\right)$, und wahrer Emergenzwinkel aus der

$$\text{Laufzeitkurve } \left(\cos e = \frac{\bar{v}}{\mathfrak{B}}\right).$$

Δm	P-Amplitude in Z mm	Scheinbare Verzögerung		\bar{e}^0	$e\left(\frac{\bar{v}}{\mathfrak{B}}\right)^0$
		$H_{ }$ gegen Z sec	H_{\perp} gegen $H_{ }$ sec		
Hainberg					
10	2.0	—	—	—	56
20	1.5	—	—	—	60
55	8.0	0.000	0.000	66	70
100	5.5	0.000	0.000	65	80
150	3.7	0.000	0.000	75	82
250	1.5	0.010	0.013	> 82	82
350	1.0	0.016	0.006	> 79	82
450	1.6	0.000	0.015	55	82
550	0.7	0.008	0.024	> 67	82
Leinetalgraben					
150	3.5	0.000	0.015	68	71
200	10.0	0.000	0.012	86	71
250	6.5	0.000	0.011	80	71
300	5.0	0.000	0.335	75	71
350	2.5	0.000	Einsätze	78	71
400	1.5	0.043	in H_{\perp}	> 79	71
450	3.4	0.048	nicht mehr	> 85	71
500	2.0	0.028	genau fest-	> 81	71
580	10.7	0.022	stellbar	—	80

Auf Grund der oben angeführten Tatsachen ist die Berechnung von Azimut und Emergenzwinkel aus den Ausschlägen der drei Komponenten bei vielen Schüssen beider Profile nicht direkt möglich. Man kann jedoch bei den betreffenden Schüssen für \bar{e} eine untere Grenze angeben, wie es in Tabelle 8 geschehen ist. Der Fehler, der hierbei begangen wird, ist bei den großen Emergenzwinkeln sehr klein. Die beobachteten Azimute stimmen insofern mit der Theorie überein, als bei diesen Sprengungen die Bewegung zuerst in der H -Komponente in Schußrichtung erfolgt und erst später in der Querkomponente. Oder, anders ausgedrückt: die Bodenbewegung in Schußrichtung ist um ein Vielfaches größer als senkrecht dazu. Emergenzwinkel aus Amplituden (\bar{e}) und aus der Laufzeitkurve (e) berechnet stimmen einigermaßen miteinander überein, wie weit zeigt die Tabelle 8.

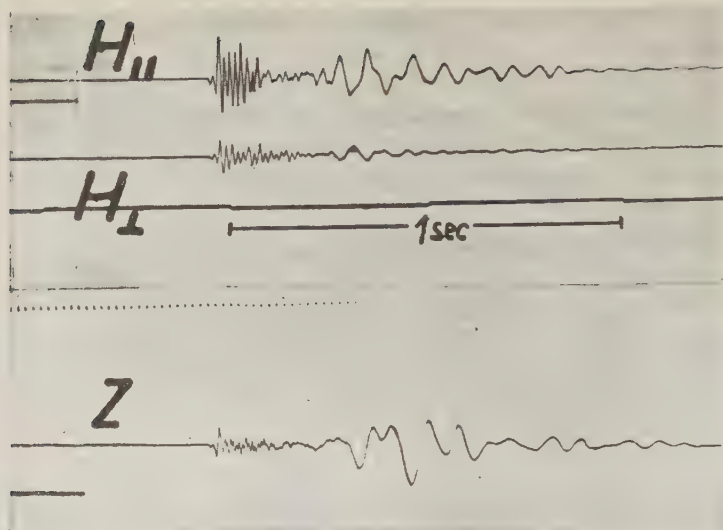


Fig. 11 a. Rayleighwellen im Eis (Rhonegletscher 1931),
 $\Delta = 1000$ m, Ladung = 2100 g

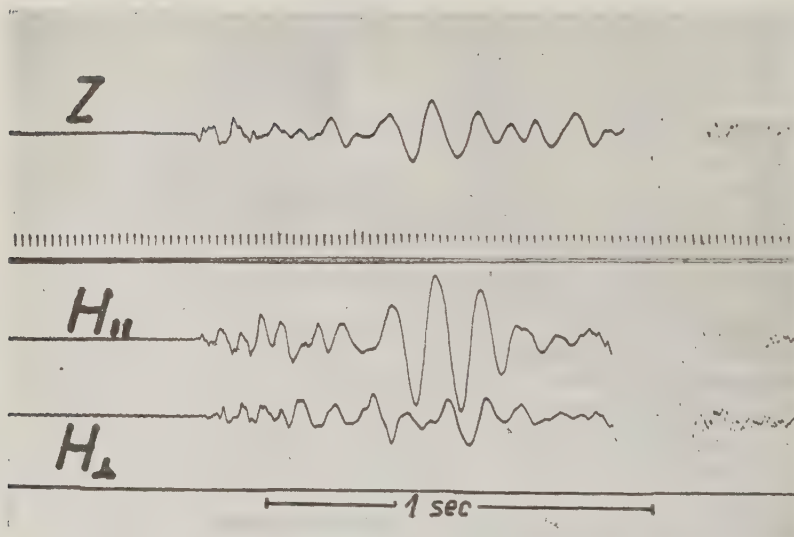


Fig. 11 b. Rayleighwellen im Muschelkalk (Hainberg 1932),
 $\Delta = 450$ m, Ladung = 5000 g

2. Die Hauptbewegung. Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, daß bei Sprengungen die Richtung der ersten Bodenbewegung keineswegs immer den theoretischen Erwartungen entspricht, also auch nicht den Ergebnissen der Beobachtung bei Fernbeben. Es erhebt sich nun die Frage, ob sich dieser Widerspruch auch bei der Hauptbewegung zeigt. Insbesondere ist zu prüfen, ob bei den von mir untersuchten Sprengungen kleiner Herddistanz in der Hauptphase Wellen vom Charakter der Oberflächenwellen vorhanden sind, etwa Schwingungen, die den Rayleigh-Wellen gleichen, wie sie bei Fernbeben beobachtet wurden, oder ob die Hauptbewegung vornehmlich aus schwach gedämpften Eigenschwingungen des Untergrundes besteht, wie sie in den Göttinger Seismogrammen von Nahbeben in Erscheinung treten.

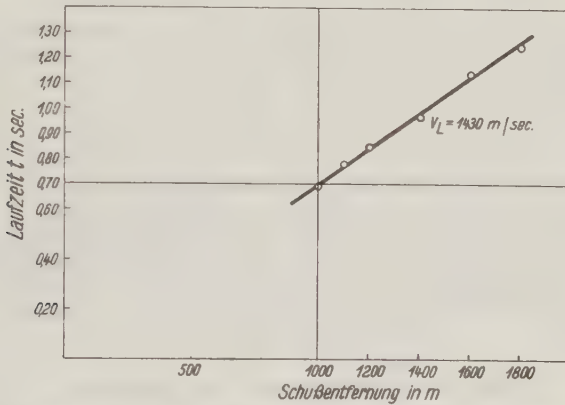


Fig. 12. Laufzeitkurve der Oberflächenwellen auf dem Rhonegletscher

a) Bodenbewegung vom Typ der Rayleigh-Wellen. Bei den Schüssen auf dem Rhonegletscher, auf dem Hainberg und bei der Steinbruchsprengung in Nieder-Ofleiden¹¹⁾ wurden Wellen beobachtet (s. Fig. 11), die in einigen Eigenschaften den Rayleigh-Wellen ähneln, in anderen davon abweichen. In der Tabelle 9 sind für einige charakteristische Beispiele Geschwindigkeit c und Amplitudenverhältnis angeführt:

Tabelle 9

Gelände	Δ m	Mittlere Geschwindigkeit der Oberflächenwellen, be- rechnet aus Weg/Laufzeit	Amplitudenver- hältnis für die Oberflächenwellen
1. Eis (Rhonegletscher 1931) . . .	1000	1450 m/sec = 0.86 b	$Z/H_{ } = 1.5$
2. Muschelkalk (Hainberg 1932) . .	450	720 m/sec = 0.36 b	$Z/H_{ } = 1.1$
3. Basalt (Nieder-Ofleiden 1932) . .	5600	850 m/sec = 0.28 b	$Z/H_{ } = 1.5$

Das Amplitudenverhältnis $Z/H_{||}$ ist in allen Fällen > 1 , bei Eis und Basalt sogar gleich dem theoretischen Wert 1.47. Beim Rhonegletscher entspricht auch die Geschwindigkeit ungefähr der Theorie, die $c = 0.92 b = 0.92 \frac{a}{\sqrt{3}}$ verlangt

(s. Tabelle 10 und Fig. 12). Im Muschelkalk ist die Geschwindigkeit zu klein, wenn man $a = 3400$ m/sec ansetzt, also die Geschwindigkeit in einer Tiefe unterhalb 40 m.

Tabelle 10

Laufzeit, Perioden und Geschwindigkeit der Oberflächenwellen im Eis

Δ m	Laufzeit sec	Periode sec	Geschwindigkeit m/sec
1000	0.69	0.100	1450
1100	0.78	0.100	1420
1200	0.85	0.120	1410
1400	0.97	0.100	1450
1600	1.14	0.125	1420
1800	1.25	0.125	1440

Bei den Beobachtungen im Muschelkalk ist die Herdentfernung bedeutend kleiner als in den anderen Fällen. Dementsprechend genügen die hier beobachteten Hauptwellen am wenigsten den Anforderungen der Theorie.

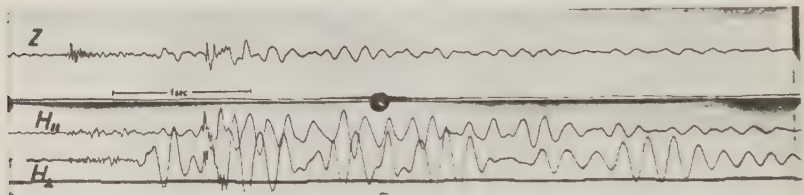


Fig. 13. Schuß im Leinetalgraben, $\Delta = 400$ m
Auf beiden Filmen gleiche Zeitmarkierung

b) Schwach gedämpfte Eigenschwingungen des Untergrundes. Bei einigen Schüssen im Institutsgelände, z. B. bei denen auf Profil B, wurden sehr regelmäßige Schwingungen beobachtet, die wohl als Eigenschwingungen des Bodens zu deuten sind. Bei dem Profil im Leinetalgraben treten ebenfalls besonders regelmäßige Schwingungen auf, wie Fig. 13 zeigt. In einigen Fällen handelt es sich offenbar um das ungestörte Abklingen der Eigenschwingungen des Untergrundes, wie z. B. der Schluß des Seismogramms der Querkomponente in Fig. 13 zeigt. Für solche gut ausgebildeten Fälle sind in Tabelle 11 die berechneten Dämpfungen zusammengestellt:

Tabelle 11

Gelände	Leinetalgraben				
	Hainberg		3-Komponentenstat.		Einzelstation
Komponente	Z	H	Z	H	Z
Mittelwerte der Dämpfung .	1.38	1.35	1.32	1.27	1.33

Zusammenfassung

Untersuchung der Seismographen. Die zur Beobachtung von Sprengungen benutzte 3-Komponentenapparatur wurde eingehend untersucht. Die

Horizontalseismographen besaßen nur eine Eigenschwingung, in dem Frequenzbereich 2 bis 200, der Vertikalseismograph das gleiche in dem Bereich 2 bis 50 Hertz. — Die Vergrößerung wurde statisch sowie mit Schwungrad und Schütteltisch ermittelt. Die mit diesen verschiedenen Methoden bestimmten Vergrößerungen unterscheiden sich um höchstens 15 %.

Ein Einfluß der Fadenspannung auf die Vergrößerung ist nicht vorhanden, wohl aber ein Einfluß von Fadendicke und Spiegelachsendurchmesser. Mit der Achse von 1.0 mm Durchmesser hat man die Grenze der Brauchbarkeit der dünnen Achsen erreicht.

Ob die Wiedergabe von Stoß- und Schwingungsazimuten durch die *H*-Komponenten getreu war, wurde auf der Schüttelplatte untersucht. Eine geringe Abhängigkeit der Querkomponente von der Parallelkomponente im Betrag von 5 bis 8 % wurde festgestellt. — Die Horizontalempfindlichkeit des Vertikalseismographen betrug für Stöße 15 %, die Vertikalempfindlichkeit des Horizontalseismographen nur 8 %. Für Schwingungen ergibt sich eine Abhängigkeit von \mathfrak{T}/T_0 .

Es wurden mehrere Schüsse gleicher Ladung am selben Sprengort entzündet und am selben Beobachtungsort registriert. Die beiden Horizontalseismographen wurden vor jedem Schuß um einen bestimmten Winkel gegen die Schußrichtung gedreht. Die aus den Aufzeichnungen abgeleitete resultierende Bodenbewegung blieb dabei unverändert.

Beobachtungen. Die früher schon veröffentlichten Ergebnisse über Azimut und Emergenzwinkel von P_1 bei den Messungen auf dem Rhonegletscher werden ergänzt durch den Versuch, die Eismächtigkeit zu bestimmen mit Hilfe des Emergenzwinkels der Reflexionen P_{11} nach der Formel $h = \frac{\Delta}{2} \cdot \operatorname{tg} e$. Die so erhaltenen Tiefen stimmen mit den aus der Laufzeit ermittelten größenordnungsmäßig überein.

Zwei kurze Profile im Muschelkalk zeigen eine Zunahme des Emergenzwinkels mit abnehmender Sprengentfernung. Diese Einsätze werden daher als Reflexionen gedeutet.

Bei den Schüssen im Institutsgelände ergibt sich allgemein, daß eine Übereinstimmung mit der Theorie bezüglich Azimut und Emergenzwinkel von P nicht durchgängig vorhanden ist, daß die auftretenden bevorzugten Stoßrichtungen und Emergenzwinkel vorwiegend durch die geologische Struktur des obersten Untergrundes bedingt sind.

Die Laufzeitkurve eines Profils im Muschelkalk auf dem Hainberg ergibt eine Geschwindigkeitszunahme von 600 m/sec bei $\Delta = 8$ m bis 3400 m/sec bei $\Delta = 150$ m. Von $\Delta = 150$ m bis $\Delta = 550$ m bleibt die Geschwindigkeit konstant. (Die Registriergeschwindigkeit bei den Schüssen bis $\Delta = 20$ m betrug 40 bis 60 cm/sec.) Die Zunahme der Geschwindigkeit ist eine Folge der geologischen Lagerungsverhältnisse. In den Profilen auf dem Hainberg und im Leinetal werden die Emergenzwinkel sowohl aus den Amplituden als auch aus der Laufzeitkurve berechnet und verglichen.

In der Hauptbewegung der Seismogramme, die auf dem Eis, im Muschelkalk und im Basalt¹¹⁾ gewonnen wurden, sind Wellen vom Charakter der Rayleigh-Wellen vorhanden. Es werden mittlere Geschwindigkeit und Amplitudenverhältnisse angegeben. — Außerdem werden bei den Schüssen auf dem Hainberg und im Leinetalgraben für besonders regelmäßige Schwingungen, die als Eigenschwingungen des Untergrundes anzusprechen sind, die Mittelwerte der Dämpfung berechnet.

Ich möchte Herrn Prof. Angenheister für die Anregung und stete Förderung danken, die er dieser Arbeit zuteil werden ließ. Ebenso Herrn Dr. Köhler für manchen wertvollen Rat und Herrn Mechaniker Riehn für seine Hilfe bei der Ausführung der Sprengarbeiten.

Literatur

¹⁾ H. K. Müller: Messungen auf dem Rhonegletscher, 2: Azimut und Emergenzwinkel von *P* und *S*. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 68 (1932).

²⁾ R. Köhler: Eine neue Methode der Seismographenprüfung. Ebenda **8**, 74 (1932).

³⁾ A. Ramspeck: Eine Schüttelplatte zur Untersuchung von Seismographen. Ebenda **8**, 71 (1932).

⁴⁾ Ch. Maurain, L. Eblé u. H. Labrouste, Sur les ondes sismiques des explosions de la Courtine, Le journal de Physique et le Radium, Série 6, Tome 6, Nr. 3, 1925.

⁵⁾ L. Don Leet and W. Maurice Ewing, Velocity of elastic waves in granite. Physics **2**, Nr. 3, 1932.

⁶⁾ L. Don Leet: Seismic Prospecting, The Military Engineer, July-August 1931.

⁷⁾ H. Arnold: Die Erdbewegungen während des ersten Vorläufers eines Erdbebens. Gött. Diss. 1909.

⁸⁾ F. Gerecke, Messungen auf dem Rhonegletscher, 1: Die Laufzeitkurve. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 65 (1932).

⁹⁾ O. v. Schmidt: Brechungsgesetz oder senkrechter Strahl? Ebenda **8**, 376 (1932).

¹⁰⁾ F. Hubert: Die Registrierung der durch fallende Gewichte... Ebenda **1**, 134 u. **1**, 197 (1924/25).

¹¹⁾ H. K. Müller: Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten. Ebenda **8**, 459 (1932).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1934.

Horizontalsicht bei örtlich veränderlicher Trübung und Beleuchtung

Von H. Steinhäusser, Kiel-Holtenau — (Mit 2 Abbildungen)

Unter speziellen Annahmen über die örtliche Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten und der Beleuchtung werden Formeln für die azimutale Verteilung der Horizontalsicht von verschiedenen Stellen abgeleitet.

Die Theorie der Horizontalsicht von H. Koschmieder¹⁾ geht im wesentlichen von folgenden Voraussetzungen aus:

1. Die „Sehstrahlpyramide“ verläuft in der Horizontalen, die Sichtmarken stehen unmittelbar vor dem Horizonthimmel.
2. Oberlicht und Unterlicht sind örtlich konstant (Himmel wolkenlos oder gleichmäßig bedeckt, Albedo der Erdoberfläche konstant).
3. Extinktions- und Zerstreuungskoeffizient sind örtlich konstant.
4. Der geringste relative Helligkeitsunterschied ε , den das Auge zwischen Ziel und Himmel wahrzunehmen imstande ist, ist eine Konstante.

Unter diesen Voraussetzungen erhielt H. Koschmieder als horizontale Sichtweite einer schwarzen Fläche bei Tage

$$S_S = \frac{1}{\alpha} \cdot \ln 1/\varepsilon \dots \dots \dots (1)$$

Dabei bedeutet α den Extinktionskoeffizienten in $[\text{km}^{-1}]$. L. Foitzik²⁾ bezeichnet diesen als Schwächungskoeffizienten (σ) und setzt ihn additiv aus Absorptions- und Zerstreuungskoeffizient zusammen. Der Absorptionskoeffizient berücksichtigt die Absorption der Strahlung durch Wasserdampf, schwebende Teilchen, Kohlensäure und andere Gase in Bodennähe, der Zerstreuungskoeffizient erfaßt die Vorgänge der Reflexion, Brechung und Beugung des Lichtes durch Wassertröpfchen und solche Teilchen, deren Durchmesser größer ist als die Wellenlänge der sichtbaren Strahlung, ferner erfaßt er die diffuse Zerstreuung durch Teilchen, die kleiner als die Wellenlängen der sichtbaren Strahlung sind. α gilt als Mittelwert des Extinktionskoeffizienten für den Wellenlängenbereich der sichtbaren Strahlung.

F. Linke³⁾ stellte in Formel (1) α als Produkt aus dem Rayleighschen Extinktionskoeffizienten für Licht $\alpha_R = 0.0154 \text{ km}$ und einem horizontalen Trübungsfaktor für Licht T dar. Man erhält dann

$$S_S = \frac{254}{T} \dots \dots \dots (2)$$

Nach Formel (2) beträgt die maximale Sichtweite eines geeigneten schwarzen Zieles vor dem Horizonthimmel bei ganz reiner Luft 254 km. Der Trübungs-

faktor T der Formel (2) hat im allgemeinen einen von dem aus Extinktionsmessungen bei höherstehender Sonne berechneten Trübungsfaktor der Gesamtstrahlung oder der sichtbaren Strahlung abweichenden Betrag; letzterer ist nach F. Linke bis zu 5° Sonnenhöhe herab lediglich unabhängig von der Luftmasse, während für die Trübung in einer horizontalen Sehstrahlpyramide allein der Trübungszustand der bodennahen Luftschichten maßgebend ist.

Tabelle 1 gibt eine Häufigkeitsverteilung der Sichtstufen und der diesen bei idealen schwarzen Zielen entsprechenden horizontalen Trübungsfaktoren an wolkenlosen Tagen der Jahre 1932/33 in Frankfurt a. M.

Tabelle 1

Sichtstufen	IV	V	VI	VII	VIII	IX	Anzahl d. Beobacht.
Horizontale Trübungsfaktoren . .	254/127	127/64	64/25	25/13	13/5	5/1	
8h	4	8	11	15	15	7	60
11	4	9	11	12	15	3	54
14	1	4	4	12	22	4	47

Wenn auch diese Tabelle wegen der „Fehler“ der geschätzten Sichtweiten kein exaktes Maß für die Häufigkeitsverteilung der horizontalen Trübungsfaktoren geben kann, so erkennt man doch, daß im allgemeinen die horizontalen Trübungsfaktoren wesentlich größer sind als die aus Extinktionsmessungen bei Sonnenhöhen $> 5^\circ$ ermittelten Trübungsfaktoren.

Das Ergebnis der Koschmiederschen Theorie (I und II), daß die Sichtweite S_s eines schwarzen Körpers unter den eingangs genannten Voraussetzungen unabhängig vom Azimutalabstand der schwarzen Fläche gegen den Fußpunkt des Sonnenvertikals ist, wurde von H. Koschmieder (III) und H. Rühle⁴⁾ durch exakte Messungen bestätigt.

Im folgenden soll der Einfluß örtlicher Veränderlichkeit von Trübung und Beleuchtung auf die Sichtweite eines schwarzen Körpers untersucht werden. Mit optischer Inhomogenität der Luft hat man in der überwiegenden Anzahl der praktischen Fälle zu rechnen. An Flugplätzen wechseln meist bei einer Lage des Flughafens am Rande einer Großstadt, oft auch wegen besonderer mikroklimatischer Bedingungen die Trübungsverhältnisse der bodennahen Luftschichten stark mit der Richtung. In gebirgigem Gelände werden durch Stau- und Leewirkungen auch an sehr klaren Tagen optische Inhomogenitäten hervorgerufen. In ausgesprochenem Flachland treten im Grenzgebiet von Großluftkörpern oder durch Kleinluftkörper optische Inhomogenitäten auf.

In der Koschmiederschen Betrachtungsweise erhält man die scheinbare Flächenhelle eines schwarzen Zieles durch Summation der Luftlichtbeiträge kleiner Volumenelemente der Sehstrahlpyramide. Der Abstand eines solchen Volumenelementes vom Auge des Beobachters sei r , $i_g(\beta, \zeta)$ bedeute die Himmelshelligkeit unter dem Azimut β und der Zenitdistanz ζ (auch direkte

Sonnenstrahlung mit einbegriffen), $\mathfrak{Z}(\beta, \varphi)$ die Zerstreuungsfunktion. Setzt man noch

$$\int_0^{2\pi} d\beta \int_0^{\pi/2} d\zeta \cdot \sin \zeta \cdot \mathfrak{Z}(\beta, \zeta) \cdot i_g(\beta, \zeta) = J(r, \varphi), \dots \dots \dots (3)$$

wo φ das Azimut der Sehstrahlpyramide bedeutet, und setzt voraus, daß an jeder Stelle der Zerstreuungskoeffizient dem Extinktionskoeffizienten proportional ist und daß ferner die Albedo der Erdoberfläche sehr klein ist, so kann man die scheinbare Flächenhelle eines schwarzen Körpers im Abstand l in einer bestimmten Richtung setzen:

$$h = C \cdot \int_0^l \alpha(r, \varphi) \cdot e^{-\int_0^r \alpha(r, \varphi) \cdot dr} \cdot J(r, \varphi) \cdot dr \dots \dots \dots (4)$$

Es sollen nun zwei Fälle örtlicher Abhängigkeit von Extinktionskoeffizient und Beleuchtung behandelt werden:

1. Fall: Für den Extinktionskoeffizienten nehmen wir folgende örtliche Verteilung an: es sei (Fig. 1)

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= A \cdot e^{x + r \cdot \cos \varphi}, & \text{wenn } x + r \cos \varphi &\geq \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{\alpha_R}{A} \\ \text{und } \alpha &= \alpha_R, & \text{,, } x + r \cos \varphi &\leq \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{\alpha_R}{A} \end{aligned} \right\} \dots \dots (5)$$

wo α_R den Rayleighschen Extinktionskoeffizienten bedeutet. Die in Fig. 1 gezeichneten Senkrechten sind Linien gleicher Trübung.

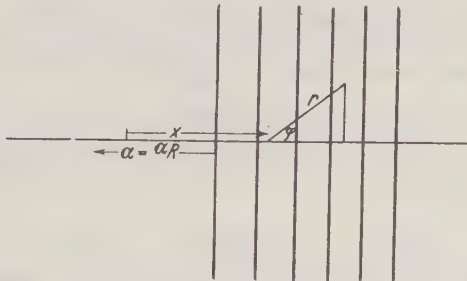


Fig. 1. Zur örtlichen Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten

$J(r, \varphi)$ sei längs der Sehstrahlpyramide konstant [= $J(\varphi)$].

Es handele sich also z. B. um einen Dunststau von sehr geringer Höhenerstreckung an einem senkrecht zu x streichenden Gebirge.

Führt man die Rechnung mit den eingeführten Bedingungen durch, so ergibt sich als Sichtweite eines schwarzen Körpers für $x + r \cos \varphi \geq 1/\kappa \cdot \ln \alpha_R/A$

$$s_s(x, \varphi) = \frac{1}{\kappa \cdot \cos \varphi} \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{\kappa \cdot \cos \varphi \cdot \ln 1/\varepsilon}{A \cdot e^{x}} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

Durch den Grenzübergang $\kappa \rightarrow 0$ ergibt sich

$$s_s|_{\kappa \rightarrow 0} = \frac{\ln 1/\varepsilon}{A} \dots \dots \dots (7)$$

also die Koschmiedersche Formel für homogenen Extinktionskoeffizienten mit $\alpha = A$.

Bei dem Grenzübergang $\cos \varphi \rightarrow 0$ folgt

$$s_s\left(x, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{\ln 1/\varepsilon}{A \cdot e^{\kappa x}} \dots \dots \dots (8)$$

also ebenfalls die Koschmiedersche Formel für den Wert des Extinktionskoeffizienten $\alpha(x) = A \cdot e^{\kappa x}$. Der Extinktionskoeffizient ist für $\varphi = \frac{2n+1}{2}\pi$ in der Blickrichtung konstant.

Für $\varphi = 0$ erhält man die geringste Sichtweite in Richtung stärkster Trübungszunahme

$$s_s(x, 0) = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{\kappa \cdot \ln 1/\varepsilon}{A \cdot e^{\kappa x}} \right\} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left\{ 1 + \kappa \cdot s_s\left(x, \frac{\pi}{2}\right) \right\} \dots (9)$$

Für $\varphi = \pi$ erhält man als größte Sichtweite

$$s_s(x, \pi) = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{1}{1 - \frac{\kappa \cdot \ln 1/\varepsilon}{A \cdot e^{\kappa x}}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{1}{1 - \kappa \cdot s_s\left(x, \frac{\pi}{2}\right)} \dots (10)$$

Durchführung eines Beispiels.

Die Konstanten wurden so gewählt, daß an der Stelle $x = 50$ km die Horizontalsicht eines schwarzen Körpers bei homogener Trübung 20 km, an der Stelle $x = 60$ km diese Sicht 10 km beträgt. Dann wird

$$\alpha = 0.00611 \cdot e^{0.0693(x+r \cdot \cos \varphi)} \dots \dots \dots (11)$$

Die Werte von $s_s(x, \pi/2)$, $s_s(x, 0)$ und $s_s(x, \pi)$ für verschiedene Werte von x ergeben sich aus Tabelle 2.

Tabelle 2

Sicht nach verschiedenen Richtungen bei örtlich veränderlichem Extinktionskoeffizient

Stelle x (in km) . . .	13.3	30	50	60	70	80	90	100
Extinktionskoeffizient $\alpha(x) [\text{km}^{-1}]$. . .	0.0154	0.0489	0.1955	0.3912	0.806	1.614	3.227	6.454
Sicht bei homog. Trübung $s_s(x, \pi/2)$ in km	254	80	20	10	4.9	2.4	1.2	0.6
Geringste Sichtweite $s_s(x, 0)$ in km . .	48.5	27.1	12.5	7.6	4.2	2.2	1.2	0.6
Größte Sichtweite $s_s(x, \pi)$ in km . .	254	239	122	17.1	5.9	2.7	1.3	0.6

Tabelle 3 enthält die Sichtweiten unter verschiedenen Azimuten von einer Stelle aus, in Fig. 2 ist diese Abhängigkeit durch die ausgezogene Kurve dargestellt.

Tabelle 3

Sicht unter verschiedenen Azimuten von der Stelle $x = 60$ km aus (cet. par.)

φ in Grad . . . 0	30	60	90	120	150	180
$s_s(60, \varphi)$ in km 7.6	7.8	8.6	10	12.3	15.3	17.1

Wie man aus Tabelle 3 ersieht, macht sich die Inhomogenität der Trübung auf die Richtungsabhängigkeit der Sicht bei großen Sichtweiten stark geltend.

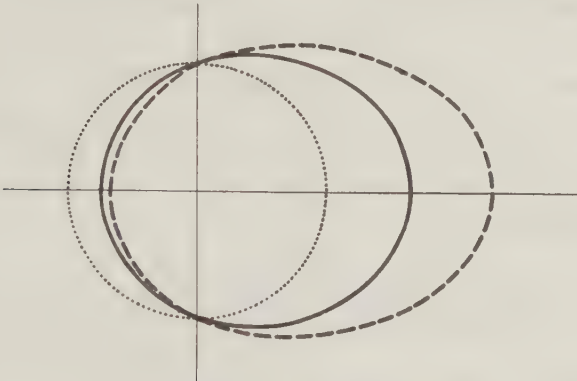


Fig. 2. Azimutale Abhängigkeit der Sicht

— Bei örtlich veränderlicher Trübung, Beleuchtung konstant
 - - - "Sicht" bei optischer "Homogenität" und Beleuchtung
 Sicht bei optischer "Homogenität"

2. Fall: Untersucht wurde weiter der Fall, daß Extinktionskoeffizient und Beleuchtung örtlich variabel sind. Die örtliche Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten wurde wieder angesetzt zu

$$\alpha = A \cdot e^{\kappa(x + r \cos \varphi)}, \quad \text{wenn } x + r \cos \varphi \geq \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{\alpha_R}{A} \left. \vphantom{\alpha = A \cdot e^{\kappa(x + r \cos \varphi)}} \right\} \dots (5)$$

$$\text{und } \alpha = \alpha_R, \quad \text{,, } x + r \cos \varphi \leq \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{\alpha_R}{A}$$

Weiter wurde angenommen, daß auch das Oberlicht in Richtung zunehmender Extinktion schwächer wird, in dem unter Fall 1 genannten Beispiel etwa dadurch, daß der Stau an einem Gebirge größere vertikale Mächtigkeit aufweist. Die örtliche Veränderlichkeit der Beleuchtung werde dadurch in Ansatz gebracht, daß $J(x + r \cdot \cos \varphi)$ proportional $e^{-a_m T_v}$ und dabei der „vertikale“ Trübungsfaktor T_v dem horizontalen Trübungsfaktor proportional gesetzt wird: $a_m T_v = c \cdot \alpha(x)$.

Dann wird die scheinbare Flächenhelle des schwarzen Körpers im Abstand l nach Gleichung (4):

$$h = C_1 \int_0^l e^{\kappa(x+r \cdot \cos \varphi)} \cdot e^{-\frac{A}{\kappa \cdot \cos \varphi} (e^{\kappa(x+r \cdot \cos \varphi)} - e^{\kappa x})} \cdot e^{-m c A \cdot e^{\kappa(x+r \cdot \cos \varphi)}} \cdot d r$$

$$h = \frac{C_1}{A(1+cm\kappa \cdot \cos \varphi)} \cdot \left\{ e^{-m c A \cdot e^{\kappa x}} - e^{-\left(cm + \frac{1}{\kappa \cdot \cos \varphi}\right) \cdot A \cdot e^{\kappa(x+l \cos \varphi)} + \frac{A}{\kappa \cdot \cos \varphi} \cdot e^{\kappa x}} \right\} \quad (12)$$

Die horizontale Sichtweite des schwarzen Körpers wird

$$\bar{s}_s(x, \varphi) = \frac{1}{\kappa \cdot \cos \varphi} \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{\ln 1/\varepsilon}{A \cdot e^{\kappa x} \left(cm + \frac{1}{\kappa \cdot \cos \varphi} \right)} \right\} = \frac{1}{\kappa \cdot \cos \varphi} \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{s_s \left(x, \frac{\pi}{2} \right)}{cm + \frac{1}{\kappa \cdot \cos \varphi}} \right\} \quad (13)$$

Die geringste Sichtweite von der Stelle x aus beträgt

$$\bar{s}_s(x, 0) = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{\kappa \cdot \ln 1/\varepsilon}{A \cdot e^{\kappa x} (cm\kappa + 1)} \right\} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{\kappa \cdot s_s \left(x, \frac{\pi}{2} \right)}{cm\kappa + 1} \right\} \quad (14)$$

die größte Sichtweite beträgt

$$\bar{s}_s(x, \pi) = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left\{ \frac{1}{1 - \frac{\kappa \cdot \ln 1/\varepsilon}{A \cdot e^{\kappa x} (1 - cm\kappa)}} \right\} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left\{ \frac{1}{1 - \frac{\kappa \cdot s_s \left(x, \frac{\pi}{2} \right)}{1 - cm\kappa}} \right\} \quad (15)$$

Für $\varphi = \pi/2$ erhält man

$$\bar{s}_s(x, \pi/2) = s_s(x, \pi/2) \quad (16)$$

Dieses Resultat ist evident, weil für $\varphi = \frac{2n+1}{2} \pi$ auch die Beleuchtung konstant ist.

Fortführung des Beispiels zu Fall 1:

Die Konstante c wurde so eingeführt, daß für $x = 50$ km, wo die horizontale Sichtweite in Richtung der homogenen Trübung $s_s(x, \pi/2) = 20$ km beträgt, T_v den Wert 2.25 hat, m wurde = 2 gewählt.

Bei Einsetzung dieser Zahlenwerte in die Gleichung

$$a_m T_v = c \cdot \alpha(x)$$

ergibt sich $c = 1.024$.

Tabelle 4

GröÙte und kleinste Sichtweite von verschiedenen Stellen aus bei örtlich veränderlicher Trübung und Beleuchtung

Stelle x in km	13.3	30	50	60	70	80	90	100
Sicht bei homogener Trübung								
$\bar{s}_s(x, \pi/2) = s_s(x, \pi/2)$. .	254	80	20	10	4.9	2.4	1.2	0.6
Geringste Sichtweite $\bar{s}_s(x, 0)$								
in km	40.4	25.5	11.4	6.8	3.7	2.0	1.0	0.6
GröÙte Sichtweite $\bar{s}_s(x, \pi)$ in km	254	242	232	23.8	7.2	3.2	1.5	0.7

Tabelle 4 enthält die unter den angegebenen Bedingungen berechneten größten und kleinsten Sichtweiten von verschiedenen Stellen aus.

Ein Vergleich der Werte der Tabellen 2 und 4 ergibt, daß unter den zugrundeliegenden Annahmen über die Veränderlichkeit von J die geringste Sichtweite kleiner und die größte Sichtweite größer ist als im Falle der örtlichen Konstanz von J .

Die ersten drei Werte der letzten Zeile der Tabellen 2 und 4 mußten unter Berücksichtigung der Bedingung, daß für $x \leq 13.3$ km $\alpha = \text{const} = 0.0154$ km berechnet werden.

Tabelle 5 zeigt die Sichtweite unter verschiedenen Azimuten von der Stelle $x = 60$ aus, in Fig. 2 ist diese Abhängigkeit durch die gestrichelte Kurve dargestellt. Der punktierte Kreis in Fig. 2 bedeutet die vom Azimut unabhängige Sichtweite S_s unter den Homogenitätsbedingungen der Koschmiederschen Theorie (für $\alpha = 0.3912$).

Tabelle 5

Sichtweite unter verschiedenen Azimuten von der Stelle $x = 60$ km aus bei örtlich veränderlicher Trübung und Beleuchtung

φ in Grad . . . 0	30	60	90	120	150	180
$\frac{s_s}{s_s}(60, \varphi)$ in km. 6.8	7.1	8.1	10.0	13.5	19.2	23.8

Literatur

¹⁾ H. Koschmieder, Theorie der horizontalen Sichtweite I und II: Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. **12**, 33 u. 171; III: Danziger Sichtmessungen I, Forschungsarb. d. Staatl. Observ. Danzig, Heft 2 (1930).

²⁾ L. Foitzik: Sichtweite bei Tag und Tragweite bei Nacht. Meteorol. Zeitschr. **49**, 134 (1932).

³⁾ F. Linke: Meteorologisches Taschenbuch II, S. 43.

⁴⁾ H. Rühle, Danziger Sichtmessungen II, Forschungsarb. d. Staatl. Observ. Danzig, Heft 3 (1930).

Frankfurt a. M., Flugwetterwarte, Januar 1934.

Referate und Mitteilungen

Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands; Abflußjahre 1929 und 1930. Herausgegeben von der Preuß. Landesanstalt für Gewässerkunde. Berlin 1933.

In schneller Folge sind im Sommer 1933 zwei weitere Tabellenwerke über die Gewässerverhältnisse der norddeutschen Strom- und Küstengebiete erschienen, so daß innerhalb eines halben Jahres die fünf Jahrbücher von 1926 bis 1930 veröffentlicht wurden. Neben den täglichen Wasserstandsbeobachtungen, den langjährigen Durchschnittswerten und der Häufigkeit der Wasserstände sind in den neuen Veröffentlichungen besonders die Eisverhältnisse des strengen Winters 1928/29

interessant, über die eingehende Beobachtungen mitgeteilt werden. Zahlreich sind auch wieder die Angaben über Abflußmengenmessungen, Gefällaufnahmen und Aufnahmen von Flußquerschnitten. Die mit notierte Veranlassung für diese Messungen bietet gleichzeitig einen Hinweis auf geplante oder vorgenommene Arbeiten im jeweiligen Flußlauf. Temperaturbeobachtungen lassen sich auf Grund der angegebenen Beobachtungsstellen leicht zugänglich machen. Von den Grundwasserbeobachtungsstellen werden für die Berichtszeit die Monatsmittel aus wöchentlichen Messungen, sowie Halbjahrs- und Jahresmittel, höchster und niedrigster Grundwasserstand des Jahres nachgewiesen. Außerdem sind die entsprechenden Durchschnittswerte für eine längere Jahresreihe beigefügt. Auch Beziehungen zur Vorflut und Angaben über das Bodenprofil sind enthalten.

Jahrgang 1930 ist noch um ein Gesamtverzeichnis aller in den Jahren 1901 bis 1930 veröffentlichten Pegelstellen bereichert; die enorme Zahl von 1100 läßt die Bedeutung des Beobachtungsmaterials erkennen. H. Haase.

H. Reich: Angewandte Geophysik für Bergleute und Geologen. Erster Teil. 151 S., 74 Abbildungen. Preis RM 12.60. Akad. Verlagsgesellschaft. Leipzig 1933.

Das vorliegende Buch ist für den in der Praxis tätigen Geophysiker gedacht. Es lehrt ihn, die verschiedenen geophysikalischen Untersuchungsmethoden dem jeweiligen Zweck entsprechend anzusetzen und in einfacheren Fällen auch durchzuführen. Schwierigere Rechnungen sind völlig vermieden. Alle Gebrauchsformeln sind in handlicher Kürze gebracht. Wo verwickeltere mathematische Beziehungen nicht entbehrt werden können, z. B. bei Drehwaagemessungen, ist auf die entsprechende Spezialliteratur verwiesen und das Verständnis der Grundprinzipien durch Näherungsformeln und Faustregeln erreicht. — Die Grenzen der Anwendungsmöglichkeit der einzelnen Verfahren und die etwa auftretenden Fehlerquellen werden besprochen, die Wirtschaftlichkeit an überschläglichen Kostenberechnungen dargetan. Die Einteilung des Stoffes nach Landesuntersuchungen zur Erforschung der Großtektonik und nach Lagerstättenuntersuchungen nimmt Rücksicht auf die Bedürfnisse der Praxis. Besonders wichtig sind die in großer und guter Auswahl zusammengetragenen Beispiele von bereits durchgeführten Vermessungen. Sie bieten mit ihren zahlreichen Abbildungen ein ausgezeichnetes Anschauungsmaterial für den Praktiker und zeigen zugleich dem wissenschaftlichen Geophysiker, in welcher Richtung die Weiterentwicklung von Instrumenten und Untersuchungsverfahren wünschenswert ist. Ausführliche Schrifttumsverzeichnisse beschließen die einzelnen Abschnitte. R. Köhler.

A. Sieberg: Erdbebenforschung und ihre Verwertung für Technik, Bergbau und Geologie. Erweiterter Sonderdruck a. d. Handwörterb. d. Naturw. 144 S., 52 Abbildungen. Kart. RM 3.20. G. Fischer, Jena 1933.

Das Büchlein ist eine leicht verständliche Einführung in die Grundbegriffe der Erdbebenforschung, besonders für den interessierten Laien. Verfasser bespricht die Kraftfeldmethode und ihre Anwendung zur Erforschung der Großtektonik, ferner die Erdbebeninstrumente und ihre Verwendung, die seismische Lagerstättenforschung und schließlich die Erdbebengeographie. Die für die Praxis wichtige Schadenwirkung von Erdbeben, Bodenbewegungen durch Bergbau und Verkehrserschütterungen wird ausführlich erörtert. R. Köhler.

Berichtigung

Das Bankkonto der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft ist jetzt:

Deutsche Bank und Diskonto-Gesellschaft Filiale Hamburg

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Geophysikalisches Institut Göttingen

Beitrag zur Berechnung von Minimum-Stabpendeln

Von **A. Graf,**

wissenschaftl. Mitarbeiter der Askaniawerke, Berlin-Friedenau

(Mit 5 Abbildungen)

Es werden kurze Formeln zur Berechnung von Minimumstabpendeln für beliebige Querschnittsformen unter Berücksichtigung des Schneidenkörpers aufgestellt und das Auftreten von zwei Minima näher diskutiert.

Über die Berechnung von Minimumpendeln sind bisher einige Veröffentlichungen von Wilsing, Schuler, Kohlschütter*) und Meisser**) erschienen. Da alle diese Arbeiten in der Ausführung den Schneidenkörper nicht berücksichtigen, so sollen hier kurze und handliche Formeln abgeleitet werden, die etwa zehnmal so genau sind (0.02 mm) wie für die Abstimmung auf Minimumbedingung (0.2 mm) gefordert werden muß. Dabei soll die Rechnung so allgemein gehalten sein, daß sie für ein Stabpendel mit beliebigem Querschnitt und beliebigem Schneidenkörper, der beliebige Dichte im Vergleich zu derjenigen des Pendels besitzen kann, verwendbar ist. Es muß lediglich die Schwereachse des Schneidenkörpers parallel zum Normalschnitt des Pendels und durch dessen Schwerpunkt führen. Dabei wird sich zeigen, daß bei Berücksichtigung des Schneidenkörpers zwei Minima auftreten, die im Anschluß an die Rechnung diskutiert werden sollen.

Die einem mathematischen Pendel äquivalente Länge eines physikalischen Pendels ist

$$L = \frac{\sum_i (K o i + m_i e_i^2) **)}{\sum_i (m_i e_i)} \dots \dots \dots (1)$$

Für ein Stabpendel mit dem Querschnitt F , der Länge h , der Dichte d , dem Schneidenkörper mit der Masse m und dem Schwerpunktsabstand von der Schneide e lautet dann mit $h_2 = h - h_1$ (Fig. 1) die Gleichung (1)

$$\frac{3}{2} L = \frac{h^2 - 3 h h_1 + 3 h_1^3 + 3 J q/F + 3 (i_p + m e^2)/F d h}{h - 2 h_1 - 2 m e/F d h} \dots \dots (2)$$

*) E. Kohlschütter: Die Invariabilität und Abstimmung von Minimumpendeln, Zeitschr. f. Geophys. 6, H. 8, S. 476 (1930).

**) O. Meisser: Ein neuer Vierpendelapparat für relative Schweremessungen, ebenda 6, 1-12, 476 (1930).

Hierin bedeutet: Jq das planare Trägheitsmoment des Normalschnittes des Pendels und i_p das axiale Trägheitsmoment des Schneidenkörpers, beide in bezug auf deren einander parallele Schwerpunktsachsen.

Die Bedingung $dL/dh_1 = 0$ ergibt als Beziehungsgleichung zwischen h und h_1 die streng gültige Formel:

$$h_1 = \frac{h}{2} \left(1 - \frac{2me}{d h^2 F} \right) - \sqrt{\frac{h^2}{12} + \frac{Jq}{F} + \frac{m^2 e^2}{d^2 h^2 F^2} + \frac{i_p + m e^2}{d h F}} \dots (3a)$$

Für das Halbsekundenpendel mit den gebräuchlichen Dimensionen dürfen einige Glieder vernachlässigt werden, und zwar zeigt die Durchrechnung, daß man auf 0.02 mm genaue Maße erhält mit

$$h_1 = \frac{h}{2} \left[1 - \frac{\sqrt{3}}{3} - \frac{2\sqrt{3}}{F h^2} \left(Jq + \frac{m e}{\sqrt{3} d} \right) \right] \dots (3b)$$

Setzt man diese Gleichung in (2) ein, so erhält man die beiden gesuchten Pendelabschnitte in L ausgedrückt wie folgt:

$$\boxed{\begin{aligned} h &= \sqrt{3} L \left[1 - \frac{2}{L^2 F} \left(Jq + \frac{m e}{\sqrt{3} d} \right) \right] \\ h_1 &= \frac{\sqrt{3} L}{2} \left[1 - \frac{\sqrt{3}}{3} - \frac{2}{L^2 F} \left(Jq + \frac{m e}{\sqrt{3} d} \right) \right] \end{aligned}} \dots (4 \text{ u. } 5)$$

Diese beiden Gleichungen erlauben, für eine beliebige gewünschte Schwingungsdauer $T = \pi \sqrt{L/g}$ oder für eine beliebige gewünschte Koinzidenzzeit c die Längenmaße h , h_1 und $h_2 = h - h_1$ für irgendeinen gegebenen Pendelquerschnitt und Schneidenkörper zu berechnen.

Die Bedingung $dL/dh_1 = 0$ entspricht jedoch nicht der Wilsing-Schulerschen Annahme der Invariabilität des Pendels bei Veränderung des Schneidenschwerpunktsabstandes. Der Unterschied zwischen $dL/dh_1 = 0$ und $dL/ds = 0$ (s = Schneidenschwerpunktsabstand) ist folgender:

Im ersten Fall sucht man die Stelle auf, wo für ein gegebenes Pendel das absolute Minimum der Schwingungszeit erhalten wird. Diese Schwingungszeit ändert sich nicht merklich, wenn sich Schneide mit Schneidenkörper zusammen um kleine Beträge verschieben. Würde beispielsweise das Pendel nach dem Einhängen in den Pendelapparat etwas durchhängen, so darf sich für ein solches Minimumpendel die Schwingungszeit nicht merklich ändern. Desgleichen würde sich eine kleine Schrumpfung des Kittes, mit dem der Schneidenkörper eingekittet ist, in der Schwingungszeit nicht bemerkbar machen. Anders liegen die Verhältnisse bei der Wilsing-Schulerschen Bedingung. In diesem Falle wird derjenige Punkt des Pendels aufgesucht, wo eine kleine Änderung der Schneide allein bei festem Schneidenkörper keinen Einfluß auf die Schwingungszeit haben soll. Dieses Minimum, das die Schneidenabnutzung mehr oder minder eliminiert, fällt keineswegs mit dem ersten zusammen, sondern ist um so mehr von ihm

entfernt, je größer das Massenverhältnis von Schneidenkörper und Pendel ist. Bei einem Quarzschnaidenkörper in einem Quarzpendel von den üblichen Dimensionen beträgt der Abstand beider Minima 1.6 mm, bei demselben Schneidenkörper aus Stahl würde er etwa 6 mm ausmachen. An dem zuerst behandelten Punkte des Pendels herrscht die absolut kürzeste Schwingungszeit; er soll daher der absolute Minimumpunkt oder Schneidenkörper-Minimumpunkt genannt werden, im Gegensatz zum zweiten, dem relativen Minimumpunkt, oder dem Schneiden-minimumpunkt.

Die Gleichungen für letzteren folgen ebenfalls aus Formel (1) in Verbindung mit der Wilsingbedingung:

$$L = 2s; \quad \left(L = \frac{K_0 + Ms^2}{Ms} \right);$$

oder nach Meisser:

$$\frac{L}{2} = \frac{\sum_i (m_i e_i)}{\sum_i m_i} \dots \dots \dots (6)$$

mit den früheren Bezeichnungen wird allgemein für ein Stabpendel

$$L = \frac{h^2 - 2h h_1 - 2m e/d F}{h + m/d F} \dots \dots \dots (7a)$$

dies in (2) eingesetzt, ergibt:

$$h_1 = \frac{h}{2} \left[1 - \frac{\sqrt{3}}{3} \left(1 + \frac{m}{d F h} \right) - \frac{2\sqrt{3}}{F h^2} \left(J q + \frac{2m e}{\sqrt{3} d} \right) \right] \dots \dots \dots (7b)$$

oder in L mit denselben Vereinfachungen wie früher:

$$h = \sqrt{3} L \left[1 - \frac{2}{L^2 F} \left(J q + \frac{m e}{\sqrt{3} d} \right) \right],$$

$$h_1 = \frac{\sqrt{3} L}{2} \left[1 - \frac{\sqrt{3}}{3} \left(1 + \frac{m}{\sqrt{3} d L F} \right) - \frac{2}{L^2 F} \left(J q + \frac{m e}{\sqrt{3} d} (1 + \sqrt{3}) \right) \right]$$

(8 u. 9)

Wie ersichtlich, stimmt (8) mit (4) überein, d. h. es ergibt sich innerhalb der geforderten Genauigkeit dieselbe Gesamtpendellänge für beide Betrachtungsarten. Dies trifft nicht mehr für h_1 zu. Der Unterschied ist nahezu konstant und beträgt bei Vernachlässigung des Korrektionsgliedes $\Delta h_1 = m/2 \sqrt{3} d F = 123 m/M$ mm für das Halbsekundenpendel (M = Masse des Pendels). Unter der Masse des Schneidenkörpers m ist natürlich nur der aus dem Pendel herausragende Teil verstanden, da der im Pendel befindliche zu dessen Masse zählt*). Für ein Gewichts-

*) Bei einem Schneidenkörper (δ_1) aus einem anderen Material als dem des Pendels (δ_0) darf man die gleichen Formeln verwenden, nur hat man bei m zu dem aus dem Pendel herausragenden Teil noch den im Pendel befindlichen Massenüberschuß [Volumen $\cdot (\delta_1 - \delta_0)$] hinzuzuaddieren.

verhältnis Pendel—Schneidenkörper von 1 % erhält man also etwa 1.23 mm Unterschied der Minima.

Beispiel. Es soll ein zylindrisches Quarzpendel mit gegebenem Durchmesser und einem gegebenen Quarzschneidenkörper berechnet werden für die Koinzidenz-

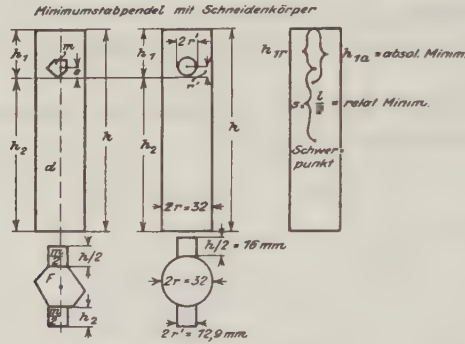


Fig. 1

Fig. 2

zeiten von 30, 60, 90 und 120 Sekunden. Mit den in der Fig. 2 angeführten Maßen ist:

$$Jq = \pi r^4 / 4 = 16384 \pi \text{ mm}^4 \quad (10a)$$

$$F = \pi r^2 = 256 \pi \text{ mm}^2 \quad (10b)$$

$$m/d = r'^2 \pi h' = 41.6025 \cdot 92 \cdot \pi \text{ mm}^3 \quad (10c)$$

$$e = r' = 6.45 \text{ mm} \quad (10d)$$

Für ein Halbsekundenpendel folgt dann:

$c = 30$	60	90	120	sec
$T = \begin{cases} 0.491803 \\ 0.508474 \end{cases}$	$\begin{cases} 0.495868 \\ 0.504202 \end{cases}$	$\begin{cases} 0.497238 \\ 0.502793 \end{cases}$	$\begin{cases} 0.497925 \\ 0.502092 \end{cases}$	$\begin{cases} \\ \end{cases}$

Unter Zugrundelegung eines g von 981.28 lauten nach $T = \pi \sqrt{L/g}$ die reduzierten Pendellängen:

$L = \begin{cases} 240.479 \\ 257.058 \end{cases}$	$\begin{cases} 244.470 \\ 252.757 \end{cases}$	$\begin{cases} 245.823 \\ 251.346 \end{cases}$	$\begin{cases} 246.503 \text{ mm} \\ 250.646 \text{ ,,} \end{cases}$
--	--	--	--

Die Formel (4) oder (8) ergibt unter Beachtung von (10a bis (10d):

$h = \begin{cases} 415.322 \\ 444.113 \end{cases}$	$\begin{cases} 422.253 \\ 436.645 \end{cases}$	$\begin{cases} 424.604 \\ 434.196 \end{cases}$	$\begin{cases} 425.785 \text{ mm} \\ 432.980 \text{ ,,} \end{cases}$
--	--	--	--

Hierbei sei erwähnt, daß die Korrektur durch den Schneidenkörper im Vergleich zum schneidenlosen Pendel im gegebenen Falle etwa 0.64‰ der Gesamtlänge, also ungefähr 0.276 mm ausmacht. Da auch Jq und F sowohl für die Berechnung von h als auch h_1 nur in Korrektionsglieder eingehen und beim zylindrischen Pendel nur wenige Promilländerung in h bzw. h_1 ergeben, so ist ersichtlich, daß weder die Größe noch die Form des Stabpendelquerschnitts von großem Einfluß auf die

Schwingungszeit, noch auf die Minimumbedingungen sind. Für h_1 ergibt Gleichung (5) (absolutes Minimum):

$$h_{1a} = \begin{cases} 87.421 & 88.891 & 89.389 & 89.640 \text{ mm} \\ 93.527 & 91.944 & 91.424 & 91.167 \text{ ,,} \end{cases}$$

und Gleichung (9) (relatives Minimum):

$$h_{1r} = \begin{cases} 85.840 & 87.311 & 87.811 & 88.061 \text{ mm} \\ 91.951 & 90.367 & 89.847 & 89.589 \text{ ,,} \end{cases}$$

Die zugehörigen h_2 ergeben sich durch Subtraktion von h . Die Werte von h_{1a} und h_{1r} zeigen, daß der Unterschied beider Minima nahezu konstant ist und im gegebenen Falle 1.58 mm beträgt. Da er m proportional ist, so würde ein Schneidenkörper aus Stahl von derselben Größe die beiden Minima etwa 6 mm auseinander legen.

Zur besseren Illustration wurden noch die Schwingungszeiten in der Gegend der beiden invariablen Punkte berechnet und in Fig. 3 aufgetragen.

Man ersieht deutlich, daß bei Zugrundelegung der Wilsingbedingung das Pendel nicht im Punkte der kürzesten Schwingungszeit gelagert ist. Es zeigt Kurve a), wie sich die Schwingungszeit bzw. L bei einer Verlagerung des Schneiden-

körpers und Kurve b) bei einer Verlagerung der Schneide allein ändert. Da in der Praxis eine Abnutzung der Schneide mehr als eine dauernde Veränderung des Schneidenkörpers zu befürchten ist, letztere aber immerhin im Laufe der Zeit vorkommen kann, besonders bei eingekitteten Schneidenkörpern (eine Änderung um $1 \mu = 0.001 \text{ mm}$ ändert die Schwingungszeit um $1.2 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$ bei Lagerung im relativen Minimumpunkt), so wird man zwar nach wie vor die Pendel für das relative Schneidenminimum dimensionieren, jedoch den Spielraum von 0.2 mm, der nach Meisser und Kohlschütter zugelassen werden darf, so einrichten, daß die Schneide näher an das absolute Minimum herankommt.

Setzt man $m = 0$, d. h. vernachlässigt man den Schneidenkörper, so gehen die Formeln (5) und (9) ineinander über. Für h_1 erhält man dann 89.326 mm und für $h = 426.056 \text{ mm}$. Die Gesamtlänge h wird daher bei Vernachlässigung des Schneidenkörpers um 0.27 mm und die Minimumlänge um 1.27 mm falsch berechnet, ein Fehler, der größer als zulässig ist (0.2 mm). Die Fig. 4 und 5 gestatten ein leichtes Abstimmen für irgendeine beliebige gewünschte Koinzidenzzeit zwischen 30 und 150 sec.

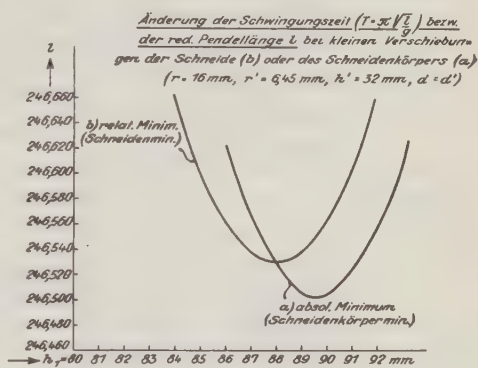


Fig. 3

Zusammenfassend ergibt sich:

1. Für Stabpendel von beliebigem Querschnitt und beliebigem Schneidenkörper lassen sich einfache Formeln ableiten, aus denen die gesuchten Dimensionen der Pendel von beliebigem Material ermittelt werden können. Bei kurvenmäßiger Darstellung können alle Maße für beliebige Koinzidenzzeiten direkt den Figuren entnommen werden.

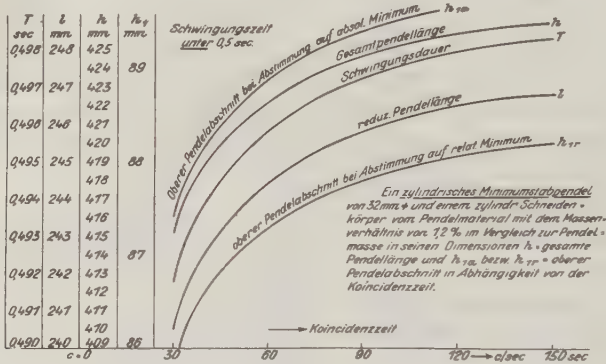


Fig. 4

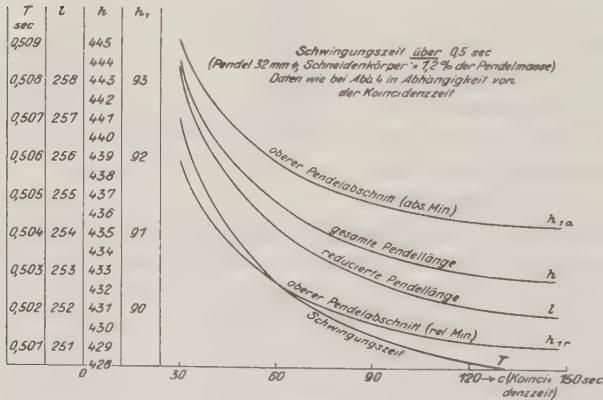


Fig. 5

2. Eine nähere Untersuchung der Minimumbedingung ergibt, daß zwei Minima auftreten, eines für die Schneide und eines für den Schneidenkörper. Bei letzterem hat die Schwingungsdauer den absolut kleinsten Betrag. Die praktische Forderung bezieht sich in erster Linie auf das Schneidenminimum, doch soll man bei der Abstimmung darauf achten, daß man den oberen Pendelabschnitt eher etwas länger als kürzer macht, da für das Schneidenkörperminimum die obere Länge etwas länger wird als für das Schneidenminimum.

Friedenau, den 29. Januar 1934.

Zur Theorie elastischer Pendel mit besonderer Berücksichtigung des Holweck-Lejayschen Stabpendels

Von A. Graf,

wissenschaftl. Mitarbeiter der Askaniawerke, Berlin-Friedenau

(Mit 6 Abbildungen)

In der vorliegenden Abhandlung werden streng gültige Formeln für die Schwingungsdauer elastischer Pendel bei kleinen Amplituden sowohl in hängender wie in stehender Lage abgeleitet, und zwar für Pendel beliebiger Massenanoordnungen, Federlängen und Federquerschnitte. Insbesondere werden das elastische Punktpendel und das elastische Stabpendel näher diskutiert, letzteres im Hinblick auf das bereits konstruktiv durchgeführte und praktisch in seiner Brauchbarkeit erprobte Quarzpendel von Holweck und Lejay. Ferner werden an gegebenen Beispielen je ein Punktpendel und ein Stabpendel in ihren Dimensionen und sonstigen Daten durchgerechnet und Formeln für die Konstantenbestimmungen aufgestellt.

Von Holweck und Lejay sind mehrere Veröffentlichungen*) erschienen, die sich mit der Theorie, der Konstruktion und den Meßwerten eines elastischen, umgekehrten Pendels befassen. Ein solches schwingt nicht wie das Sterneckpendel vermittelst einer Schneide auf einer festen Unterlage hängend, sondern führt, an einer Invarlamelle befestigt, die Schwingungen stehend aus (Fig. 1). Der Drehpunkt ist nicht genau die Einspannstelle A , sondern ein Punkt A' , der jedoch bei kurzen Lamellen im Vergleich zum stabförmig ausgebildeten Pendelkörper näherungsweise als mit dem Einspannpunkt A zusammenfallend gedacht werden kann. Im folgenden soll eine strenge Ableitung der Schwingungsgleichung und insbesondere der Schwingungsdauer eines solchen Pendels gegeben werden. Sie erstreckt sich zwar nur auf mäßige Amplituden, doch werden innerhalb dieses Bereiches die elastischen Kräfte genau erfaßt und vor allem gestattet die Rechnung eine Verallgemeinerung für die Betrachtung beliebiger Pendelformen und Federlängen, was die vereinfachten und spezialisierten Annahmen Holweck und Lejays nicht erlauben.

Nach diesen ergibt sich für die Schwingungsgleichung:

$$J_0 \frac{d^3 \beta}{dt^3} + c \beta - mgL \sin \beta = 0 \dots \dots \dots (1)$$

*) Holweck und Lejay: Etudes d'un pendule elastique sensible; Contribution à l'Etablissement du réseau gravimetrique francais comptes rendues de l'Académie des Sciences Paris 196, No. 1, 44—46, 1933.

Note de Holweck et Lejay: Contribution à la compensation du réseau gravimétrique européen. Comptes rendues de l'Academie des Sciences du 13. II. 33.

Holweck und Lejay: Verbesserungen an dem transportablen Instrument zum schnellen Messen der Schwerkraft. C. R. 192, 1116 (1931); 190, 1387 (1930); ferner 188, 1089—1091 (1929), Nr. 17; 186, 1827—1830 (1928), Nr. 26.

und demgemäß für die Schwingungsdauer:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J_0}{c - mgL}} \left[1 - \frac{mgL}{c - mgL} \frac{\beta^2}{16} \dots \right] \dots \dots \dots (2)$$

desgleichen für die prozentuale Änderung von T :

$$\frac{dT}{T} = \frac{1}{2} \frac{dg}{c - mgL} \dots \dots \dots (3)$$

Hierin bedeuten J_0 das Trägheitsmoment des Pendelkörpers mit der Masse m um die Drehachse, c eine Federkonstante, L den Abstand des Schwerpunktes von der Drehachse und β den Drehwinkel.

I. Das elastische Punktpendel. Um zu allgemeinen Gleichungen zu gelangen, sei in Fig. 2a und 2b ein elastisches Punktpendel mit langer Feder betrachtet, das statisch durch die Kräfte P und Q beansprucht wird. Es ergeben sich dann nach den Lehren der Statik für die elastische Linie*) für Fig. 2a:

$$y = \frac{Q}{P} \left[x - \frac{1}{\omega} \frac{\sin \omega l - \sin \omega (l - x)}{\cos \omega l} \right] \dots \dots \dots (4a)$$

und für Fig. 2b:

$$y = \frac{Q}{P} \left[-x + \frac{1}{\omega} \frac{\sin \omega l - \sin \omega (l - x)}{\cos \omega l} \right] \dots \dots \dots (4b)$$

wo $\omega = \sqrt{\frac{P}{EJ}}$, E den Elastizitätsmodul der Feder und J das Flächenträgheitsmoment des Federquerschnitts bezogen auf die senkrecht zur Biegungsebene stehende Schwerachse bedeuten.

Für die Tangenten am Federende erhält man:

$$\left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=l} = \operatorname{tg} \beta = \frac{Q}{P} \left(\frac{1 - \cos \omega l}{\cos \omega l} \right), \dots \dots \dots (5a)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{Q}{P} \left(\frac{\cos \omega l - 1}{\cos \omega l} \right) \dots \dots \dots (5b)$$

Der scheinbare Drehpunkt ergibt sich aus:

$$(\operatorname{tg} \beta)_{x=l} = \frac{y_0}{l - x},$$

wo y_0 den Biegepfel oder die größte Ausbiegung bedeutet; diese ergibt sich nach (4a) und (4b) zu:

$$(y_0)_{x=l} = \frac{Q}{P} \left[l - \frac{\operatorname{tg} \omega l}{\omega} \right], \dots \dots \dots (6a)$$

$$(y_0)_{x=l} = \frac{Q}{P} \left[\frac{\operatorname{tg} \omega l}{\omega} - l \right] \dots \dots \dots (6b)$$

*) Hütte I, 695 (1923).

Daher folgt für den scheinbaren Drehpunkt A' :

$$l - x_0 = l_{su} = \frac{\omega l \cos \omega l - \sin \omega l}{\omega (\cos \omega l - 1)}, \quad \dots \dots \dots (7a)$$

$$l - x_0 = l_{so} = \frac{\sin \omega l - \omega l \cos \omega l}{\omega (1 - \cos \omega l)} \quad \dots \dots \dots (7b)$$

Es zeigt sich die erfreuliche Tatsache, daß Q in l_{su} oder l_{so} nicht enthalten und daher l_s für ein gegebenes Pendel konstant ist; d. h. also, nicht nur beim starren,

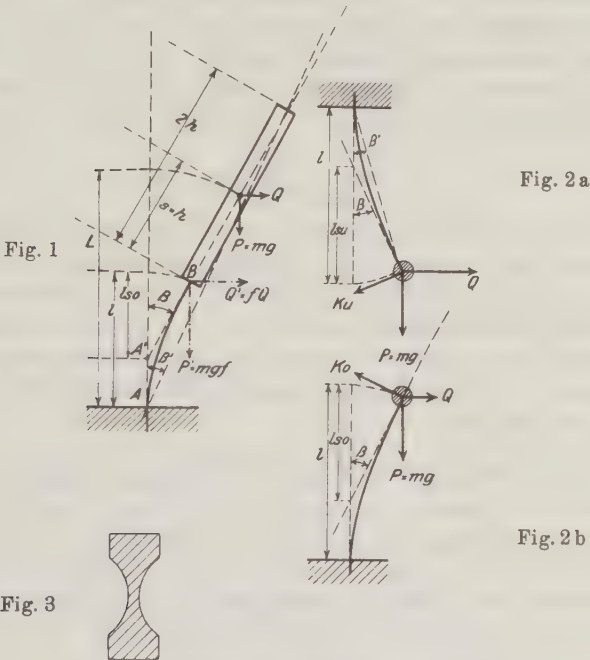


Fig. 1. Skizze zum elastischen Stabpendel
 Fig. 2 a. Skizze zum elastischen Punktpendel (hängend)
 Fig. 2 b. Skizze zum elastischen Punktpendel (stehend)
 Fig. 3. Profil einer durchknickfesten Feder

sondern auch beim elastischen Pendel ist die effektive Pendellänge (Abstand Schwerpunkt—scheinbarer Drehpunkt) invariabel, wenigstens für kleine Amplituden. Die Gleichungen der elastischen Linien (4a) und (4b) gelten nämlich nur für kleine Winkel β streng. Der größtmögliche Winkel für den hauptsächlich interessierenden Fall (7b) ist $\omega l = 90^\circ$. Für diesen ergibt sich:

$$l_{su} = 0.693 l \quad \dots \dots \dots (8a)$$

$$l_{so} = 0.637 l \quad \dots \dots \dots (8b)$$

und eine Grenzbetrachtung liefert für sehr kleine Winkel ωl :

$$l_{su} = 0.667 l = \frac{2}{3} l \quad \dots \quad (8c)$$

$$l_{so} = 0.667 l = \frac{2}{3} l \quad \dots \quad (8d)$$

Man sieht, daß die scheinbare Pendellänge l_s nur wenig von der Größe der Belastung abhängt; man darf daher näherungsweise bei kleinen P immer setzen $l_{su} = l_{so} = \frac{2}{3} l$, sowohl bei stehendem wie bei hängendem Pendel. Nur für große Belastungen P , und solche sind stets zu wählen für elastische Pendel zur schnellen Schwerebestimmung, hat man l_s für eine gegebene Pendelmasse in beiden Schwingungslagen erst zu bestimmen. Beim Holweck-Lejay-Pendel fällt der Unterschied nicht stark ins Gewicht, da dort die Feder sehr kurz ist im Vergleich zum Abstand Schwerpunkt—Drehpunkt. Darüber wird später noch näher einzugehen sein. Für den größtmöglichen Fall $\omega l = 90^\circ = \pi/2$ erhält man:

$$P = mg = \frac{\pi^2}{4} \frac{E J}{l^2} = P_K \quad \dots \quad (9)$$

und dies ist die Eulersche Knicklast*). Bei einer geringen Vermehrung von m würde die Feder durchknicken. Die scheinbare Pendellänge eines elastischen Pendels l_s ändert sich also nur um rund $\pm 4.3\%$, wenn man die Belastung von 0 bis auf die Größe der Knicklast treibt.

Im Falle der Fig. 2a und 2b hat man für die elastische, senkrecht zum Lammellenende stehende Federkraft, die P und der Hilfskraft Q das Gleichgewicht hält, gemäß (5a) und (5b):

$$K_u = P \sin \beta - Q \cos \beta = -P \sin \beta \left(\frac{1}{\cos \omega l - 1} \right), \quad \dots \quad (9a)$$

$$K_o = -(P \sin \beta + Q \cos \beta) = -P \sin \beta \left(\frac{1}{1 - \cos \omega l} \right) \quad \dots \quad (9b)$$

Nunmehr hat man alles, um die Schwingungsgleichung ansetzen zu können; es ergibt sich für das elastische Pendel mit punktförmiger Masse bei beliebiger Federlänge:

$$l_{su} \frac{d^2 \beta}{dt^2} + g \sin \beta \frac{\cos \omega l}{\cos \omega l - 1} = 0, \quad \dots \quad (10a)$$

$$l_{so} \frac{d^2 \beta}{dt^2} + g \sin \beta \frac{\cos \omega l}{1 - \cos \omega l} = 0 \quad \dots \quad (10b)$$

und für die Schwingungszeiten in beiden Fällen:

$$T_u = 2\pi \sqrt{\frac{l_{su}(\cos \omega l - 1)}{g \cos \omega l}} \left(1 + \frac{\beta^2}{16} + \dots \right) \quad \dots \quad (11a)$$

$$T_o = 2\pi \sqrt{\frac{l_{so}(1 - \cos \omega l)}{g \cos \omega l}} \left(1 + \frac{\beta^2}{16} + \dots \right), \quad \dots \quad (11b)$$

*) Hütte I, 616 (1923).

wo l_{su} und l_{so} aus den Gleichungen (7a) und (7b) einzusetzen sind, so daß man auch schreiben kann:

$$T_u = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g} \left(1 - \frac{\Im g \omega l}{\omega l}\right)} (1 + \dots), \quad (11c)$$

$$T_o = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g} \left(\frac{\text{tg } \omega l}{\omega l} - 1\right)} (1 + \dots) \quad (11d)$$

Die Faktoren $\sqrt{1 - \frac{\Im g \omega l}{\omega l}}$ und $\sqrt{\frac{\text{tg } \omega l}{\omega l} - 1}$ stellen also die Vergrößerungsfaktoren der Schwingungsdauer des elastischen Punktpendels gegenüber einem starren mathematischen Pendel dar. Für kleine Massen m lassen sich die Kreis- und die Hyperbelfunktionen leicht entwickeln und man bekommt unter Beachtung von (8c) und (8d) und (11a) und (11b):

$$T_u = 2\pi \sqrt{\frac{2ml^3}{3(2EJ + mg l^2)}}, \quad (12a)$$

$$T_o = 2\pi \sqrt{\frac{2ml^3}{3(2EJ - mg l^2)}} \quad (12b)$$

Diese Gleichungen stimmen mit denen von Holweck und Lejay (2) überein, wenn man setzt:

$$c = \frac{2EJ}{l} \quad \text{und} \quad J_o = \frac{2}{3} m l^2; \quad (12c)$$

Dies gilt allerdings nur für kleine Massen m . Für große, und solche werden praktisch immer verwendet, hat man die Funktion in der Nähe von 90° zu entwickeln; denn für diesen Fall wird T_o gleich unendlich. Praktisch am einfachsten ist es, die Funktion zu berechnen und in Kurvenform aufzutragen, wie dies in Fig. 5 geschehen ist. Man ersieht daraus, daß T_u für kleine ωl , also kleine Pendelmassen, sich nicht merklich von T_o unterscheidet: mit wachsendem m hat man ein langsames Anwachsen von T_u , während T_o sehr schnell ansteigt und bei $m = \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{EJ}{l^2 \cdot g}$

den Wert Unendlich erreicht; T_u steigt über $\omega l = 90^\circ$ hinaus immer noch langsam an, um schließlich bei m gleich Unendlich als Maximum den Grenzwert für das starre Pendel zu erreichen, dessen reduzierte Pendellänge l_{su} wäre. Für $\omega l = 90^\circ - \varepsilon$ kann man (11c) und (11d) auch schreiben:

$$T_o = 2\pi \sqrt{\frac{l_{so}}{g \left(\frac{\pi}{2} - \omega l\right)}} = 2\pi \sqrt{\frac{2l}{g \pi \left(\frac{\pi}{2} - \omega l\right)}} \quad (13)$$

welche Gleichung für das elastische Punktpendel mit großer Masse gültig ist. Es ergibt sich daher als wichtige Tatsache:

Für große Schwingungszeiten hat man $mg l^2 / EJ \approx \pi^2 / 4$ zu machen, d. h. die Feder des elastischen Punktpendels muß nahezu auf Durch-

knicken beansprucht werden, wenn man den Vorteil des langsamen Schwingens ausnutzen will. Dies ist ein nicht gerade ermutigendes Ergebnis; denn ein solches stark belastetes Pendel wird sehr empfindlich gegenüber kleinen Änderungen der elastischen Eigenschaften der Lamelle und gegen kleinste Stöße irgendwelcher Art sein.

Holweck und Lejay ist es jedoch durch einen Trick gelungen, von dieser Knickgrenze möglichst wegzukommen, wie aus den Spezialleitungen weiter unten ersichtlich ist.

Es sei hier eingeschaltet, daß eine vereinfachte, gewissermaßen als Kontrolle zu verwendende Betrachtungsweise des elastischen Pendels, die für die elastische Linie bei kleinen Amplituden P vernachlässigt, folgendes ergibt:

Statt (4a) und (4b)

$$y = \frac{Q l^3}{2 E J} \left(\frac{x}{l} - \frac{x^3}{3 l^3} \right)^* \text{ usw.}$$

und endlich statt (11a) und (11b):

$$T_o^u = 2 \pi \sqrt{\frac{2 m l^3}{3 (2 E J \pm m g l^2)}} \left(1 + \frac{\beta^2}{16} + \dots \right) \cdot \dots \cdot (14)$$

Für kleine Massen ergibt sich also dieselbe Formel wie bei der strengen Annahme; für große Massen erhält man, wie ein Vergleich mit (13) ergibt, eine um 19% zu kleine Grenzbelastung für T_∞ ; denn statt des richtigen Faktors $\pi^2/4$ (Eulersche Knicklast) erhält man hier nur 2.00. Da praktisch die Konstanten des Pendels nicht berechnet, sondern aus Schwingungsbeobachtungen ermittelt werden, so fällt der Unterschied der strengen Betrachtung gegenüber der vereinfachten nur dann auf, wenn sich m ändert. Die Fehlergröße von (14) ersieht man durch Vergleich mit (11a); für den Faktor $\frac{\cos \omega l - 1}{\cos \omega l} = 0.6$ ($\omega l = \pi/2$) erhielte man nach (14) 0.5, also einen Fehler in T_u von rund 9%.

Für die Änderung der Schwingungszeit in Abhängigkeit von der Schwerkraftsänderung errechnet sich aus (11c) und (11d):

$$\frac{d T_u}{T_u} = \frac{d g}{2 g} \left[\frac{\sin \omega l \cos \omega l - \omega l}{2 \cos \omega l (\omega l \cos \omega l - \sin \omega l)} - 1 \right] = \frac{d g}{2 g} V_u \cdot \dots (15 a)$$

$$\frac{d T_o}{T_u} = \frac{d g}{2 g} \left[\frac{\omega l - \sin \omega l \cos \omega l}{2 \cos \omega l (\sin \omega l - \omega l \cos \omega l)} - 1 \right] = \frac{d g}{2 g} V_o \cdot \dots (15 b)$$

wo die eckigen Klammern die respektiven scheinbaren Vergrößerungsverhältnisse V gegenüber dem Sterneckpendel angeben. Sie werden scheinbar genannt, da ja T_u und T_o nicht die wahren Schwingungsdauern eines gleich langen Sterneck-

*) Hütte I, S. 657 (1923).

pendels ergeben. In Fig. 4*) ist V_u und V_o in Abhängigkeit von ωl aufgetragen. V_u wächst mit steigender Pendelmasse an, und zwar von 0 auf den Grenzwert 1, der erst bei unendlich großer Masse erreicht wird. Bei $\omega l = 90^\circ$ ist V_u nicht genau $= 0.5$, weil, wie früher gezeigt wurde, l_s sich mit der Belastung etwas verschiebt.

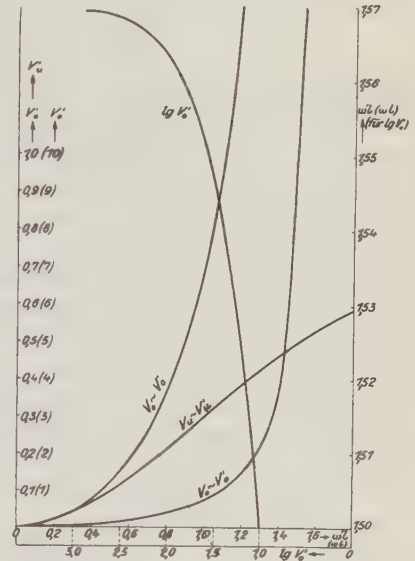
Für kleine Massen ist $V_u = V_o = \frac{3}{8} \omega^2 l^2 = \frac{3}{8} \frac{m g l^2}{E J}$. Für große Massen wurde

Fig. 4
Die Vergrößerungsfaktoren V'_u , V'_o
und $\lg V'_o$ für elastische Stabpendel

$$V'_u = \left[\frac{\omega' l}{2} \frac{\operatorname{tg} \omega' l}{(\cos \omega' l - 1)} - 1 \right]$$

und

$$V'_o = \left[\frac{\omega' l}{2} \frac{\operatorname{tg} \omega' l}{(1 - \cos \omega' l)} - 1 \right]$$



maßstabshalber $V'_o = V_o$ auch logarithmisch aufgezeichnet (Fig. 4). Für diesen Fall kann man (15b) mit großer Näherung ersetzen durch:

$$V_o \approx \frac{\pi}{2(\pi - 2\omega l)} \quad (\text{großes } m) \quad \dots \dots \dots (15c)$$

Für eine Vergrößerung von 200 muß man ωl bereits über $89^\circ 45'$ machen; die Masse m erreicht damit praktisch schon die Größe der Knicklast. Selbst bei zehnfacher Vergrößerung wird ωl bereits 86° und man gerät auch hier schon sehr bedenklich in die Nähe der gefährlichen Beanspruchung.

Man ersieht daraus, daß elastische Punktpendel, also elastische Federn mit punktförmig am Ende angebrachten Pendelkörpern, für die Zwecke der Schwerkraftmessung nicht günstig sind; denn bei geringsten Erschütterungen würden Zusatzbeschleunigungen zu g die Feder durchknicken.

*) V_u und V_o unterscheiden sich nur wenig von V'_u und V'_o , wenn statt ωl das Argument $\omega' l$ gesetzt wird. Bei kleinem ωl erhält man statt $\frac{3}{8} \omega^2 l^2$ dort $\frac{\omega'^2 l^2}{3}$, bei großem wird $V_o = V'_o$. (25b).

Konstantenbestimmung. Die Bestimmung von l läßt sich nach (11c) sehr leicht ausführen durch eine Schwingungsmessung in hängender Lage. Es ergibt sich mit guter Näherung:

$$l = 60 \frac{T_u^2}{T_o^2} \dots \dots \dots (16a)$$

ωl findet man durch Messung der Schwingungszeit in stehender oder in hängender Lage bei bekanntem g nach (11d) und (16a):

$$\frac{\operatorname{tg} \omega l}{\omega l} = 1 + \frac{g \frac{T_o^2}{4 \pi^2 l}}{\frac{g T_o^2}{240 \pi^2 T_u^2}} \approx 1 + \frac{g T_o^2}{240 \pi^2 T_u^2} \dots \dots \dots (16b)$$

Bei großem m , also großem T_o , darf auch gesetzt werden:

$$\omega l = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{16 l}{g T_o^2} \right) = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{960 \frac{T_u^2}{g T_o^2}}{g T_o^2} \right) \approx \frac{\pi}{2} \left(1 - 0,98 \frac{T_u^2}{T_o^2} \right) \dots \dots (16c)$$

Für ein Pendel mit $T_o = 6''$ und $T_u = 0.316''$ ergibt sich beispielsweise ein l von 6 cm (Länge der Lamelle von der Einspannstelle bis zur Mitte der punktförmigen Masse) und ein $\omega l = 89^\circ 45.4'$. Nach (15b) wird der scheinbare Vergrößerungsfaktor V_o der Schwereempfindlichkeit rund 183, während ein Sterneckpendel gleicher Länge gemäß (11d) nur $1/12.17 = 1/v_o$ von T_o , also 0.493 sec Schwingungsdauer hätte ($1/4$ sec für die halbe Periode). Der Abstand Drehpunkt—Schwerpunkt würde $l_s = 4.0$ cm: für mg/EJ folgt 0.0685 und bei einem gegebenen mg von 1.815 g wird EJ gleich 26.5 g cm². Für Invar ist $E = 1.4 \cdot 10^9$ g/cm² und daher die Dicke einer Blattfeder von 4 mm Breite 0.083 mm. Aus (15c) folgt für große V_o :

$$dg = \frac{4g}{\pi T_o} (\pi - 2\omega l) dT \text{ gal.} \dots \dots \dots (17)$$

Für das gewählte Beispiel erhält man:

$$dg = 1775 dT \text{ mgal};$$

man bekäme also für 1.775 mgal Schwereänderung eine Differenz in der Schwingungszeit von 0.001 sec. Der wirkliche effektive Vergrößerungsfaktor ist daher $\mathfrak{B} = V_o \cdot v_o = 2226$ gegenüber dem Sterneckpendel. Oder allgemein:

$$\mathfrak{B} = \left| \frac{\omega l - \sin \omega l \cos \omega l}{2 \cos \omega l (\sin \omega l - \omega l \cos \omega l)} - 1 \right| \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \omega l}{\omega l} - 1} \approx \sqrt{\frac{\pi}{(\pi - 2\omega l)^3}} \cdot (18)$$

II. Das elastische Stabpendel. Die bisherigen Ableitungen haben ergeben, daß elastische Punktpendel zwecks Erlangung eines starken Vergrößerungsfaktors

$$\mathfrak{B} = \sqrt{\frac{\pi}{(\pi - 2\omega l)^3}}$$

nahezu mit der Knicklast beansprucht werden müssen. Es taucht nun die Frage auf, ob es nicht eine Massenanordnung gibt, wo man schon früher, also bei geringeren Belastungen zu einem großen \mathfrak{B} gelangen kann. Eine solche liegt beim

Holweck-Lejayschen Stabpendel vor. Dort besitzt man nämlich durch das Wegrücken des Massenschwerpunktes vom Federende eine Hebelübersetzung, die gestattet, beim gleichen Vergrößerungsfaktor kleinere Massen verwenden zu können.

Ableitung der Gleichungen. Im Schwerpunkt S des elastischen Stabpendels (Fig. 1) mögen die Kräfte Q und P angreifen; dann ergeben sich für das Federende in B die Ersatzkräfte $P' = P \cdot f'$ und $Q' = Q \cdot f'$, wo

$$f' = 1 + \frac{3}{2} \frac{s}{l} \text{ oder genauer } f'_u = 1 + \frac{s}{l'_{su}}, f'_0 = 1 + \frac{s}{l'_{s0}}.$$

Es ändert sich also an den bisherigen Ableitungen nichts, wenn man statt P nunmehr P' und statt Q nunmehr Q' und dementsprechend statt ω nunmehr $\omega' = \omega \sqrt{f'}$ setzt. Um die Rechnung auch für beliebige Pendelkörperformen

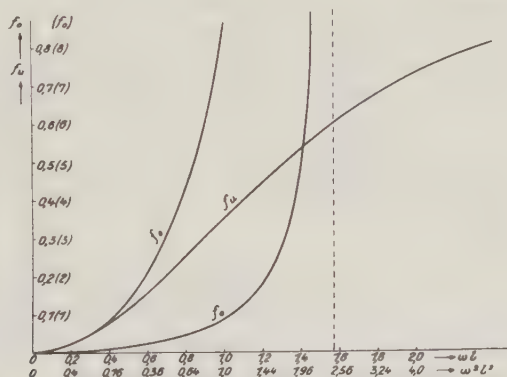


Fig. 5. Die Faktoren $f_u = \frac{\mathfrak{Cof} \omega l - 1}{\mathfrak{Cof} \omega l}$ und $f_0 = \frac{1 - \cos \omega l}{\cos \omega l}$ für beliebige elastische Pendel in Abhängigkeit von ωl und $\omega^2 l^2$

gültig zu gestalten, führt man das Trägheitsmoment $J_{A'}$, um den scheinbaren Drehpunkt A' ein und erhält für (10a) mit

$$l'_{su} = \frac{\omega' l \mathfrak{Cof} \omega' l - \sin \omega' l}{\omega' (\mathfrak{Cof} \omega' l - 1)}$$

$$J_{A'u} \frac{d^2 \beta}{dt^2} + mg f_u l'_{su} \left(\frac{\mathfrak{Cof} \omega' l}{\mathfrak{Cof} \omega' l - 1} \right) \sin \beta = 0 \text{ usw.} \dots (19)$$

und daher für die Schwingungszeiten:

$$T_u = 2\pi \sqrt{\frac{J_{A'u} (\mathfrak{Cof} \omega' l - 1)}{mg (s + l'_{su}) \mathfrak{Cof} \omega' l}} \left(1 + \frac{\beta^2}{16} + \dots \right) \dots (20a)$$

$$T_o = 2\pi \sqrt{\frac{J_{A'o} (1 - \cos \omega' l)}{mg (s + l'_{s0}) \cos \omega' l}} \left(1 + \frac{\beta^2}{16} + \dots \right) \dots (20b)$$

Für $J_{A'}$ läßt sich auch setzen, wenn J_s das auf den Schwerpunkt bezogene Trägheitsmoment bedeutet:

$$J_{A'_u} = J_s + m (s + l'_{su})^2 \dots \dots \dots (21 a)$$

$$J_{A'_o} = J_s + m (s + l'_{so})^2 \dots \dots \dots (21 b)$$

Da man es hier stets mit kurzen Federn im Vergleich zum stabförmig ausgebildeten Pendelkörper zu tun hat, so ergibt sich mit genügender Genauigkeit:

$$T_u = 2 \pi \sqrt{\frac{3 [J_s + \frac{4}{9} m l'^2 f'^2] (\cos \omega' l - 1)^*)}{2 m g l' f' \cos \omega' l}} \Bigg\} l \ll s \dots \dots (22 a)$$

$$T_o = 2 \pi \sqrt{\frac{3 [J_s + \frac{4}{9} m l'^2 f'^2] (1 - \cos \omega' l)}{2 m g l' f' \cos \omega' l}} \Bigg\} l \ll s \dots \dots (22 b)$$

Für große m vereinfacht sich (20a) und (20b) zu:

$$T_u = 2 \pi \sqrt{\frac{[J_s + m (s + 0.693 l)^2] (\cos \omega' l - 1)}{m g (s + 0.693 l) \cos \omega' l}} \Bigg\} \omega' l \approx \frac{\pi}{2}, \frac{l}{s} \text{ beliebig} \quad (23 a)$$

$$T_o = 2 \pi \sqrt{\frac{[J_s + m (s + 0.637 l)^2] (1 - \cos \omega' l)}{m g (s + 0.637 l) \cos \omega' l}} \Bigg\} \omega' l \approx \frac{\pi}{2}, \frac{l}{s} \text{ beliebig.} \quad (23 b)$$

Für T_∞ erhält man

$$\omega' l = \frac{\pi}{2} \quad \text{oder} \quad m g = \frac{\pi^2 E J}{4 l^2} \left(\frac{2 l}{2 l + 3 s} \right) = P_K \frac{2 l}{2 l + 3 s}.$$

Man ersieht, daß man um so stärker von der Eulerschen Knicklast wegkommt je größer s/l ist. Für das Holweck-Lejay-Pendel läßt sich s/l leicht größer als 5 machen und daher ergibt sich als maximale Belastung ein Pendelgewicht von weniger als ein Achtel der Knicklast. Dieser Schluß ist allerdings nicht ganz berechtigt, da wahrscheinlich auch die Eulersche Knicklast infolge des größeren Hebelarmes von P größer wird. Es ist jedoch anzunehmen, daß sie nicht in demselben Maße ansteigt wie P abnimmt, so daß man gewiß von der Gefahr der Durchknickung durch den Trick der Schwerpunktsverlegung wegkommt, insbesondere dann, wenn man die Feder nicht als Blattfeder ausbildet, sondern in Profilform nach Fig. 3 aus massivem Material herausarbeitet. Das Pendel wird dann für $\omega' l = 90^\circ$ nicht durchknicken, sondern indifferent in jeder Lage stehen bleiben, und bei $\omega' l > 90^\circ$ sich an den Anschlag legen, da jetzt die elastischen Kräfte nicht mehr in der Lage sind, den Schwerpunkt des Pendels zu heben. Erst bei relativ starken Überbelastungen wird eine Verbiegung der Feder eintreten.

Die weitere Durchrechnung des elastischen Stabpendels erfolgt nun in derselben Weise wie früher beim Funktpendel ohne irgendwelche Schwierigkeiten.

*) Bei kurzen, gelenkartigen Federn nach Fig. 3 darf man $l'_{su} \approx l'_{so}$ setzen und demgemäß den Faktor $3/2$.

Als Beispiel sei ein dünner zylindrischer Pendelstab von 6 cm Länge angenommen. Dann ist:

$$J_s = m \frac{3r^2\pi + 4h^2}{12} \text{ (Abb. 1) und}$$

$$J_{A'} = \frac{4}{9} m \left[\frac{9r^2\pi}{16} + 3h^2 + 3hl + l^2 \right] \dots \dots \dots (23c)$$

also:

$$T_u = 2\pi \sqrt{\frac{4 \left[3h^2 + 3hl + l^2 + \frac{9r^2\pi}{16} \right] (\cos \omega'l - 1)}{3g(2l + 3h) \cos \omega'l}} \left\{ \begin{array}{l} \text{cylindr.} \\ \text{Stabpendel*)} \end{array} \right. (24a)$$

$$T_o = 2\pi \sqrt{\frac{4 \left[3h^2 + 3hl + l^2 + \frac{9r^2\pi}{16} \right] (1 - \cos \omega'l)}{3g(2l + 3h) \cos \omega'l}} \left\{ \begin{array}{l} \text{cylindr.} \\ \text{Stabpendel*)} \end{array} \right. (24b)$$

Für (15a) und (15b) ergibt das elastische Stabpendel (Fig. 4):

$$\frac{dT_u}{T_u} \approx \frac{dg}{2g} \left[\frac{\omega'l}{2} \frac{\text{tg } \omega'l}{\cos \omega'l - 1} - 1 \right] = \frac{dg}{2g} V'_u \dots \dots \dots (25a)$$

$$\frac{dT_o}{T_o} \approx \frac{dg}{2g} \left[\frac{\omega'l}{2} \frac{\text{tg } \omega'l}{1 - \cos \omega'l} - 1 \right] = \frac{dg}{2g} V'_o \approx \frac{dg}{2g} \left[\frac{\pi}{2(\pi - 2\omega'l)} \right] \dots (25b)$$

Für (16a) erhält man:

$$l = (31.05 T_u^2 - 1.5h) \pm \sqrt{(31.05 T_u^2 - 1.5h)^2 + 3h(31.05 T_u^2 - h) - 1.77r^2}. (26)$$

Angenommen, T_u sei gleich 0.33 sec und h gleich 3 cm, so wird $l = 1.03$ cm; $\omega'l$ findet man aus Beobachtung von T_o bei bekanntem g gemäß (22a) und (22b):

$$\omega'l = \frac{\pi}{2} - \frac{1.67 T_u^2}{T_o^2} \left[1 - \frac{0.167 l}{3h + 2l} \right] \dots \dots \dots (27)$$

Für $T_o = 6$ sec ergibt sich:

$$\omega'l = \frac{\pi}{2} - 0.00498$$

Die scheinbare Vergrößerung wird dann nach (25b) $V_o = 158$. Die Schwingungszeit wird gemäß (24b) gegenüber einem gleich langen Sterneckpendel um das 15.6fache übersetzt ($l_{st} = 3.68$ cm); die Gesamtvergrößerung $\mathfrak{B}' = V'_o \frac{T_o}{T_{0.5}}$ gegenüber einem Halbsekunden-Sterneck-Pendel ist dann 1900. Eine Schwingungsdaueränderung von 0.001 sec bedeutet also rund 2.07 mgal Schwereänderung. Mit

$$\omega'l = \sqrt{\frac{mgfl^2}{EJ}} = \frac{\pi}{2} - 0.00498$$

*) Diese Formel gilt natürlich nur, wenn der Schwerpunkt in der Mitte des Stabes liegt, was beim Holweck-Lejayschen wegen des Vorhandenseins von Abstimm- und Arretierringen nicht genau der Fall ist. In diesem Falle muß (23) $J_{A'}$ entsprechend korrigiert werden.

wird bei $f' = 1 + \frac{h}{l_{s0}} = 5.6$ und einem $mg = 1.815 \text{ g}$ $EJ = 4.4 \text{ g cm}^2$ und die Dicke der Blattfeder in diesem Falle $d = 0.0455 \text{ mm}$. Eine Invarlamelle von 0.0455 mm Dicke, 4 mm Breite und 10.3 mm Länge vermag nach Euler 10.2 g zu tragen, ohne durchzuknicken. Während hier durch den Trick der Hebelübersetzung nur 1.815 g auf der Feder lasten. Es ist allerdings, wie schon erwähnt, fraglich, ob die Eulersche Formel für den Fall der vertikalen Schwerpunktsverschiebung noch streng gültig ist. Jedenfalls aber wird die Lamelle erheblich mehr als 2 g zu tragen vermögen und damit erheblich bruch- und verbiegungs-sicherer sein als im Falle des elastischen Punktpendels.

Noch ein weiterer Punkt möge hier erwähnt werden, nämlich die Frage der Fehler durch Erschütterungen. Für ein beliebiges elastisches Pendel gilt bei starker Vergrößerung:

$$\frac{mgl}{2EJ} (2l + \pi s) = 2.47;$$

da die Fehler um so größer sind, je größer die Masse und je biegsamer die Feder ist, so wird man m nicht zu groß machen dürfen. Dies ist beim Punktpendel ($s = 0$) nur möglich, wenn die Lamelle länger oder dünner gemacht wird, zwei Maßnahmen, die im selben Sinne Fehler bewirken; denn eine längere oder dünnere Feder wird bei Unterlageerschütterungen die Pendelmasse weniger zwangsläufig führen können als eine kürzere, straffere. Beim Stabpendel kann man jedoch sowohl die Masse als auch die Federlänge erheblich verkleinern, wenn nur s genügend groß ist. Es scheint daher, als ob das Stabpendel auch vom meßtechnischen Standpunkte aus dem Punktpendel vorzuziehen sei.

Schließlich soll noch darauf verwiesen werden, daß kurze dünne Federn geringere Innendämpfung besitzen als lange, dicke. Dieser Punkt ist beachtlich, wenn man bedenkt, daß schon das Holweck-Lejay-Pendel mit den ungefähr oben angenommenen Dimensionen nur Beobachtungen während einer Dauer von 10 bis 15 Minuten zuläßt. Über elastische Punktpendel mit langen Federn liegen bisher keine praktischen Erfahrungen vor.

Für den Faktor der Amplitudenkorrektion ergab sich beim elastischen Pendel derselbe Ausdruck wie für das starre Pendel, nämlich:

$$f_a = 1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \sin^2 \frac{\beta}{2} + \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{8}{4}\right)^2 \sin^4 \frac{\beta}{2} + \dots \dots \dots (28)$$

falls β wie dort den maximalen Drehwinkel bezeichnet. Will man jedoch den Winkel von der Einspannstelle an rechnen (s. Fig. 1 und 2), so hat man zu setzen:

$$\beta = \beta' \left(1 + \frac{l}{6h + 2l}\right),$$

für das Punktpendel also $\beta = \frac{3}{2} \beta'$. In Formel (28) ist die Änderung der elastischen Linie nicht berücksichtigt.

Berlin-Friedenau, den 17. Februar 1934.

Eine neue Methode für sehr präzise magnetische Messungen

Von Th. Koulomzine und N. Bondaletoff — (Mit 1 Abbildung)

Dieser Artikel behandelt eine neue Messungsmethode, die eine Förderung der Genauigkeit erstrebt, ohne kompliziertere Apparate zu benutzen als die heute gebräuchlichen. Untersuchung der Fehlerquellen bei den gewöhnlichen magnetischen Messungen und Schaffung eines Arbeitsmodus, der die der gewöhnlichen Arbeitsweise eigenen Messungsfehler ausschließt. Die hauptsächlichste Verbesserung besteht in der Tätigkeit streng gleichzeitiger Messungen. Die theoretische Untersuchung der Fehler und die Praxis ergeben sehr gute Resultate.

Geophysikalische Aufschlußmethoden überhaupt und besonders die magnetische Aufschlußmethode haben sich in letzter Zeit sehr verbreitet. Es gibt viele Fälle, in denen große Genauigkeit der Messungen unbedingt nötig ist.

Diese kann erzielt werden durch die Vervollkommnung der Messungsapparate und durch die Erfahrung des Beobachters.

Eine Genauigkeit von ± 5 bis 6γ kann leicht durch die alte (1924 bis 1931) von den Askania-Werken konstruierte Vertikalfeldwaage erreicht werden.

Die Resultate müssen aber noch genauer werden, wenn man die neuen Feldwaagen (1932) gebraucht, welche noch viele bemerkenswerte Verbesserungen besitzen, und zwar:

1. einen Temperaturkoeffizienten, der kleiner als 0.2γ ist,
2. und einen neuen drehbaren Untersatz, durch den Irrtümer beim Aufbau des Apparates beseitigt werden können, was wir schon vor einigen Jahren gezeigt haben.

Wir wollen in dieser Arbeit beweisen, daß man mit Methode und Geduld zu der Genauigkeit von weniger als 1γ auch mit den alten Modellen der Feldwaage kommen kann.

Theoretisch ist die Veränderung der vertikalen Komponente des Erdmagnetismus, welche durch die Schmidtsche Waage gemessen wird, proportional 1. den am Apparat abgelesenen Werten, 2. der Temperatur:

$$\Delta Z = K (n - n_0) + \mu (t - t_0) \dots \dots \dots (1)$$

wo K und μ die Konstante des Apparates sind, n_0 und t_0 , die Initialwerte, passend gewählt werden.

Was den Geophysiker interessiert, ist der Teil von ΔZ , welcher von der Ungleichheit der unteren Erdschichten abhängt. Man muß zunächst die täglichen Änderungen von Z bei der Messung von ΔZ abziehen.

Aber selbst nachdem diese Korrektur der täglichen Änderungen angebracht ist, zeigen die Messungen, welche zu verschiedenen mehr oder weniger regelmäßigen Zwischenzeiten in derselben Basisstation gemacht wurden, doch noch

ungleiche Werte. Dies wird gewöhnlich der Versetzung des Nullpunkts der Waage zugeschrieben.

Als Regel wird eine Interpolation der Versetzung des Nullpunkts proportional der Zeit gemacht, und die Formel (1) gibt

$$\Delta Z = K(n - n_0) + \mu(t - t_0) - t. \ddot{A}. - Vn \dots \dots \dots (2)$$

Die richtige Bestimmung der täglichen Änderung $t. \ddot{A}.$ ist praktisch eine schwere Aufgabe.

Das ausführliche Studium der täglichen Änderungen an den photographischen Aufzeichnungen zeigt, daß sie bestehen 1. aus langsamen und ziemlich regelmäßigen Schwingungen von Tag zu Tag mit einem Minimum am Vormittag und einem Maximum am Nachmittag; die Größe dieser Schwingungen beträgt 20 bis 40 γ ; 2. aus einer Serie von kleinen Schwingungen von 3 bis 10 γ , deren Dauer selten länger als 10 Minuten ist.

Während die täglichen langen Schwingungen gut bekannt und erforscht sind, weil ihr Rhythmus sich in den jährlichen und monatlichen mittleren Kurven wiederfindet, sind im Gegensatz hierzu die schnellen Schwingungen, welche eine Art kleiner Magnetstürme sind, „Mikrostürme“ von uns genannt, bis jetzt wohl selten Objekt ernster Studien gewesen.

Demnach sind diese Mikrostürme ein ernstes Hindernis zur Erlangung genauer Messungen.

Man erhält gewöhnlich die täglichen Änderungen von Z von dem nächsten Magnetobservatorium, oder man macht Aufzeichnungen mit einem fest aufgestellten Variationsinstrument und erreicht damit eine Genauigkeit von $\pm 5 \gamma$.

Um größere Präzision zu erzielen, glauben wir, daß streng gleichzeitige Messungen mit zwei Apparaten nützlich sein können, und daß man in dieser Weise die $t. \ddot{A}.$ wegschaffen kann.

Die Resultate, welche wir bekommen haben, bestätigen unsere theoretischen Ausführungen.

Stellen wir uns vor, daß wir zwei Messungspunkte haben, deren magnetische Differenz wir mit der größten Präzision haben wollen.

Nennen wir sie I und II.

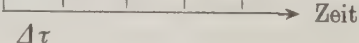
Wir haben auch zwei magnetische Feldwaagen A und B .

$A_1, A_2 \dots A_5$ sind die verschiedenen Werte von

$$\Delta Z = K(n - n_0) + \mu(t - t_0),$$

abgelesen auf der Waage A in regelmäßigen Zwischenzeiten in den Punkten I und II abwechselnd.

$B_1, B_2 \dots B_5$ dieselben Werte für die Feldwaage B .

Messungspunkt I	A_1	B_2	A_3	B_4	A_5
„ II	B_1	A_2	B_3	A_4	B_5
					

Die Messungen A_1B_1 , A_2B_2 , usw. sind streng gleichzeitig.

Die Zeitintervalle $\Delta\tau$ sind gleich.

Für zwei Basisstationen von ungefähr 1 km Entfernung ist $\Delta\tau$ passend zu etwa 15 bis 20 Minuten zu nehmen.

Um so viel als möglich den Irrtum der Versetzung des Nullpunktes zu vermeiden, der durch fehlerhaften Aufbau des Apparates entsteht, sind alle Messungen doppelt vorzunehmen.

Das heißt $A_1B_1A_2\dots$ sind mittlere Werte von zwei Messungen, jede bei neuem Aufbau der Feldwaage gewonnen.

Unter diesen Verhältnissen hängt die Differenz $B_1 - A_1$ ab:

1. von der Differenz $\text{II} - \text{I} = x_1$ der magnetischen Werte der Stationen II und I, welche wir messen wollen, und

2. von der Differenz der zwei Werte der Versetzung des Nullpunktes, welche die beiden Apparate erfahren haben und welche wir a_1 und b_1 nennen werden.

3. $B_1 - A_1$ hängt nicht von der täglichen Änderung ab, da die Messungen streng gleichzeitig sind, und man kann annehmen, daß zwischen zwei Basisstationen, welche voneinander 1 km entfernt sind, keine Differenz in den täglichen Änderungen besteht.

Wir haben also

$$B_1 = \text{II} + b_1 + t. \ddot{\text{A}}.$$

$$A_1 = \text{I} + a_1 + t. \ddot{\text{A}}.,$$

$$B_1 - A_1 = \text{II} - \text{I} + b_1 - a_1 \dots \dots \dots (3)$$

$$x = B_1 - A_1 - (b_1 - a_1) \dots \dots \dots (4)$$

x ist der unbekannte Wert, den wir suchen,

$B_1 - A_1$ sind die ausgemessenen Werte,

$b_1 - a_1$ ist ein unbekannter Teil, welcher vom Zustand des Apparates abhängt und uns nicht interessiert.

In derselben Weise haben wir für den zweiten und dritten Messungsmoment:

$$x = A_2 - B_2 - (a_2 - b_2) \dots \dots \dots (5)$$

$$x = B_3 - A_3 - (b_3 - a_3) \dots \dots \dots (6)$$

Im idealen Falle finden keine Versetzungen des Nullpunktes statt:

$$b_2 - a_2 = b_1 - a_1 \dots \dots \dots (7)$$

und man hätte

$$x = \frac{B_1 - A_1 + A_2 - B_2}{2} \dots \dots \dots (8)$$

Tatsächlich ist die Differenz der zwei Versetzungen des Nullpunktes b und a vorhanden. Wir stellen uns vor, daß sie proportional der Zeit ist, und wir bekommen also statt (7)

$$b_2 - a_2 = \frac{b_1 - a_1 + b_3 - a_3}{2} \dots \dots \dots (9)$$

und für Formel (8)

$$x_1 = \frac{B_1 - A_1 + B_3 - A_3}{4} - \frac{B_2 - A_2}{2} \dots \dots \dots (10)$$

Die Zusammenstellung der Messungen 2, 3, 4 und 3, 4, 5 gibt uns

$$x_2 = \frac{A_2 - B_2 + A_4 - B_4}{4} - \frac{A_3 - B_3}{2} \dots \dots \dots (11)$$

$$x_3 = \frac{B_3 - A_3 + B_5 - A_5}{4} - \frac{B_4 - A_4}{2} \dots \dots \dots (12)$$

Dies sind die definitiven Formeln, welche wir zur Verbindung der magnetischen Basisstationen seit 1930 gebraucht haben. Sie haben immer sehr gute Resultate geliefert.

Tabelle 1

	<i>n</i>	<i>n</i> /2	<i>n</i> /4	<i>NN-App.</i>	
<i>A</i> ₁	— 155.20	— 77.60	— 38.80	} <i>A</i> = 14	IX—VIII = <i>x</i> VIII = + 8.60 γ <i>x</i> = — 60.5 γ IX = — 51.9 ± 1.1
<i>A</i> ₂	— 234.50	— 117.25	— 58.63		
<i>A</i> ₃	— 171.30	— 85.65	— 42.83		
<i>A</i> ₄	— 243.94	— 121.97	— 60.99		
<i>A</i> ₅	— 178.96	— 89.48	— 44.74		
<i>B</i> ₁	— 76.40	— 38.20	— 19.10	} <i>B</i> = 55	
<i>B</i> ₂	— 21.48	— 10.74	— 5.37		
<i>B</i> ₃	— 69.70	— 34.85	— 17.43		
<i>B</i> ₄	— 18.40	— 9.20	— 4.60		
<i>B</i> ₅	— 74.40	— 37.20	— 18.60		

$x_1 = \frac{-A_1-A_3+B_1+B_3}{4} + \frac{A_2-B_2}{2}$	$x_2 = \frac{-A_3-A_5+B_3+B_5}{4} + \frac{A_4-B_4}{2}$	$x_3 = \frac{-A_2+A_4-B_2-A_4}{4} + \frac{-A_3+B_3}{2}$
+	—	+
38.80	19.10	42.83
42.83	17.43	44.74
10.74	117.25	9.20
92.37	153.78	93.77
	92.37	158.00
		96.77
— 61.41	— 61.23	— 58.85

	Σx_i	<i>x</i>	ε_i	$\Sigma \varepsilon_i^2$	$\frac{\Sigma \varepsilon_i^2}{3}$	<i>s</i>
<i>x</i> ₁	— 61.41		— 0.90	0.81		
<i>x</i> ₂	— 61.23		— 0.70	0.49		
<i>x</i> ₃	— 58.85		+ 1.60	2.56		
	— 181.49	3		3.86	3	

— 60.50

$\sqrt{1.28} = \pm 1.1 \gamma$

Die Vorteile dieser Methode sind folgende:

1. Ausschaltung jeder Wirkung der täglichen Änderungen auf das Resultat.
2. Eliminierung eines Teiles der Versetzung des Nullpunktes, welcher von den äußerlichen Faktoren, wie Temperatur, hygroskopischer Zustand der Luft usw.,

abhängt, Faktoren, deren Proportionalität mit der Zeit für ein Zeitintervall von $2 \Delta\tau$, d. h. ungefähr 30 — 40 Minuten, angenommen werden kann.

3. Die alten Apparate, bei denen der neue Drehuntersatz von 180° nicht an dem Apparat selbst, sondern an dem Stativ befestigt ist, liefern einen großen Fehler durch Versetzung des Nullpunktes beim Aufbau des Apparates.

Die Genauigkeit, welche unsere Formeln erreichen, ist dennoch ziemlich groß, da eine große Anzahl von Messungen zur Bestimmung eines einzelnen Wertes nötig ist und die Fehler sich ausgleichen.

Messungen mit dem neuen Apparat der Askania müssen noch besser werden.

Wir geben jetzt einige Beispiele der Anwendung unserer Methode.

Die Tabelle 1 gibt das Resultat der Verbindung von zwei Basisstationen mit ausführlichen Rechnungen.

Die Differenz $II - I = x$, welche vorhanden ist: -61.4γ , -61.2γ und -58.9γ , ergibt -60.5 ± 1.1 . Dieselbe Serie von Messungen einige Tage später mit zwei anderen Feldwaagen wiederholt, hat -61.4 ± 0.4 gegeben.

Tabelle 2

	n	$n/2$	$n/4$	$N \text{ N-App.}$		
A_1	+ 69.35	+ 34.68	+ 17.34	} $A = 10$	} $x = \text{II} - \text{I}$ $\text{I} = 0.00$ $x = + 2.85$ $\text{II} = + 2.85 \pm 0.5$	
A_2	+ 72.95	+ 36.43	+ 18.21			
A_3	+ 66.05	+ 33.03	+ 16.51			
A_4	+ 72.25	+ 36.13	+ 18.06			
A_5	+ 78.30	+ 39.15	+ 19.58			
B_1	+ 53.60	+ 26.80	+ 13.40	} $B = 11$		
B_2	+ 57.05	+ 28.53	+ 14.26			
B_3	+ 59.35	+ 29.68	+ 14.84			
B_4	+ 60.70	+ 30.35	+ 15.17			
B_5	+ 72.90	+ 36.45	+ 18.23			
<hr/>						
$x_1 = \frac{-A_1 - A_3 + B_1 + B_3}{4} + \frac{A_2 - B_2}{2}$			$x_2 = \frac{-A_3 - A_5 + B_3 + B_5}{4} + \frac{A_4 - B_4}{2}$			$x_3 = \frac{+A_2 + A_4 - B_2 - B_4}{4} + \frac{-A_3 + B_3}{2}$
	+	-	+	-	+	-
	13.40	17.34	14.84	16.51	18.21	14.26
	14.84	16.51	18.23	19.58	18.06	15.17
	36.43	28.53	36.13	30.35	29.68	33.03
<hr/>						
	64.67	62.38	69.20	66.44	65.95	62.46
	62.38		66.44		62.46	
<hr/>						
	2.29		2.76		3.49	
<hr/>						
	Σx_i	x	s_i	Σs_i^2	$\frac{\Sigma s_i^2}{8}$	s
x_1	+ 2.29		0.56	0.3136		
x_2	+ 2.76		0.09	0.0081		
x_3	+ 3.49		0.64	0.4096		
<hr/>						
	9.54	3		0.7313	3	
<hr/>						
	+ 2.85				$\sqrt{0.2438} = \pm 0.5$	

Wenn wir zu derselben Serie der Messungen die gewöhnliche Methode der Rechnung durch Interpolation anwenden:

$$\text{II} - \text{I} = x = A_2 - \frac{A_3 + A_1}{2}; \quad x = -B_2 + \frac{B_3 - B_1}{2} \text{ usw.},$$

finden wir: — 71.25, — 67.92, — 68.81, — 51.57, — 49.76, — 53.65; also im Mittel — 60.49 γ , aber mit einem mittleren Fehler des Einzelwertes von $\pm 8.9 \gamma$.

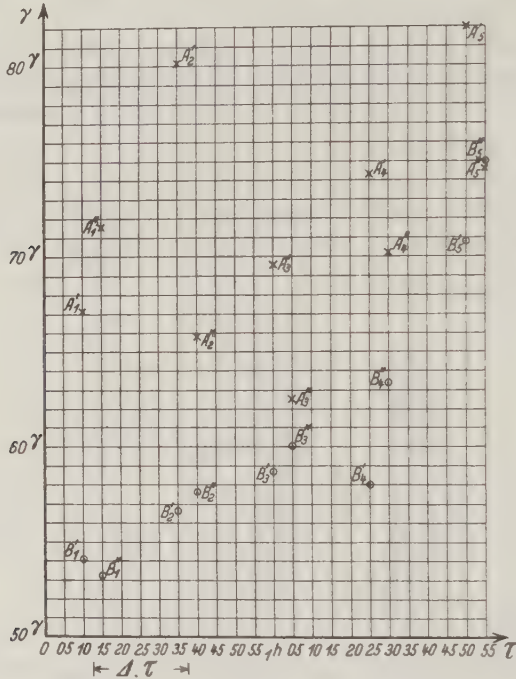


Fig. 1

Diese Messungen wurden gemacht, bevor wir die Idee hatten, alle Messungen $A_1 B_1 \dots A_5 B_5$ beim Versetzen des Apparates zu wiederholen.

Beim Gebrauch dieser letzten Methode sind die erhaltenen Resultate noch besser.

Die Tabelle 2 gibt das Resultat der Verbindung der Basisstationen, welche wir in der letzten Zeit gemacht haben.

Die Differenz $\text{II} - \text{I}$ ist + 2.29, + 2.76, + 3.49 γ im Mittel + 2.85 \pm 0.5.

Dieselben Messungen bei gewöhnlicher Interpolation geben:

$$\begin{aligned} & - 0.4, - 1.0, + 1.8, - 1.1, + 6.3, + 4.0, \\ & + 11.9, - 1.2, + 7.6, + 7.5, + 2.5, - 3.2; \\ & \text{im Mittel } + 3.5 \pm 4.5. \end{aligned}$$

Fig. 1 zeigt in orthogonalen Koordinaten die Veränderungen der Werte A und B mit der Zeit. Sie zeigt sehr gut, daß der Unterschied zwischen den doppelten Messungen, gemacht in derselben Station, aber mit zweimaligem Aufbau desselben Apparates, noch ziemlich groß ist und 14γ erreichen kann wie zwischen A'_2 und A''_2 . Das Mittel von allen Differenzen ist 4γ . Gerade diese durch den verschiedenen Aufbau des Apparates entstandenen Verschiebungen des Nullpunktes werden dadurch vermieden, daß beim neuen Modell der Schmidtschen Feldwaage der Askania die Achse der Rotation um 180° an dem Apparat selbst, statt an dem Stativ, befestigt ist^{5) 6)}.

Am Ende werden wir noch zeigen, daß dasselbe Prinzip der gleichzeitigen Messungen auch zur magnetischen Verbindung von drei Punkten mit drei Apparaten gebraucht werden kann. Die Rechnung ist absolut dieselbe.

Das Schema der Operation ist:

Messungspunkt	I	A_1	B_2	A_3	C_4	A_5
„	II	B_1	C_2	B_3	A_4	B_5
„	III	C_1	A_2	C_3	B_4	C_5

$$\text{II} - \text{I} = x; \quad \text{III} - \text{II} = y; \quad \text{I} - \text{III} = z$$

$$x + y + z = 0 \dots \dots \dots (13)$$

$$x_1 = \frac{B_1 - A_1 + B_3 - A_3}{4} - \frac{B_2 - (A_2 - y_1)}{2} \dots \dots \dots (14)$$

$$y_1 = \frac{C_1 - B_1 + C_3 - B_3}{4} - \frac{C_2 - (B_2 - z_1)}{2} \dots \dots \dots (15)$$

$$z_1 = \frac{A_1 - C_1 + A_3 - C_3}{4} - \frac{A_2 - (C_2 - x_1)}{2} \dots \dots \dots (16)$$

Es führt zu einer Lösung von drei Gleichungen (14), (15), (16) mit drei Unbekannten; die Gleichung (13) dient als Kontrolle und man bestimmt mit dieser die Verteilung der Fehler. Die Lösung ist folgende:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{-A_1 + 2A_2 - A_3 + 2B_1 - 4B_3 + 2B_5 - C_1 + 2C_2 - C_3}{6} \\ y_1 &= \frac{-B_1 + 2B_2 - B_3 + 2C_1 - 4C_2 + 2C_3 - A_1 + 2A_2 - A_3}{6} \\ z_1 &= \frac{-C_1 + 2C_2 - C_3 + 2A_1 - 4A_2 + 2A_3 - B_1 + 2B_2 - B_3}{6} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

In derselben Weise schreiben wir:

$$x_2 = \frac{(A_2 - y_2) - B_2 + A_4 - (B_4 + z_2)}{4} - \frac{A_3 - B_3}{2} \dots \dots \dots (18)$$

$$y_2 = \frac{(B_2 - z_2) - C_2 + B_4 - (C_4 + x_2)}{4} - \frac{B_3 - C_3}{2} \dots \dots \dots (19)$$

$$z_2 = \frac{(C_2 - x_2) - A_2 + C_4 - (A_4 + y_2)}{4} - \frac{C_3 - A_3}{2} \dots \dots \dots (20)$$

und die Lösung dieses Systems gibt uns

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= \frac{3A_2 - 6A_3 + 3A_4 - 5B_3 + 10B_4 - 5B_5 + 2C_2 - 4C_3 + 2C_4}{19} \\ y_2 &= \frac{3B_3 - 6B_4 + 3B_5 - 5C_2 + 10C_3 - 5C_4 + 2A_2 - 4A_3 + 2A_4}{19} \\ z_2 &= \frac{3C_2 - 6C_3 + 3C_4 - 5A_2 + 10A_3 - 5A_4 + 2B_2 - 4B_3 + 2B_4}{19} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Endlich gibt die Zusammenstellung der Messungen 3, 4 und 5 das Gleichungssystem:

$$x_3 = \frac{B_3 + B_5 - A_3 - A_5}{4} - \frac{(B_4 + z_3) - A_4}{2} \dots \dots \dots (22)$$

$$y_3 = \frac{C_3 + C_5 - B_3 - B_5}{4} - \frac{(C_4 + x_3) - B_4}{2} \dots \dots \dots (23)$$

$$z_3 = \frac{A_3 + A_5 - C_3 - C_5}{4} - \frac{(A_4 + y_3) - C_4}{2} \dots \dots \dots (24)$$

dessen Lösung die folgende ist:

$$\left. \begin{aligned} x_3 &= \frac{-2A_3 + 4A_4 - 2A_5 + B_3 - 2B_4 + B_5 + C_3 - 2C_4 + C_5}{6} \\ y_3 &= \frac{-2B_3 + 4B_4 - 2B_5 + C_3 - 2C_4 + C_5 + A_3 - 2A_4 + A_5}{6} \\ z_3 &= \frac{-2C_3 + 4C_4 - 2C_5 + A_3 - 2A_4 + A_5 + B_3 - 2B_4 + B_5}{6} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Im ganzen entspricht das Resultat der Verbindung der drei Basisstationen mit drei Apparaten drei Gruppen von Lösungen (17), (21) und (25) und drei überschüssigen Gleichungen:

$$\begin{aligned} x_1 + y_1 + z_1 &= 0, \\ x_2 + y_2 + z_2 &= 0, \\ x_3 + y_3 + z_3 &= 0. \end{aligned}$$

Literatur

- 1) Dr. C. Heiland u. Dr. P. Duckert: Beschreibung, Theorie und Anwendung einer Neukonstruktion von Ad. Schmidts Feldwaage. Zeitschr. f. angew. Geophys., Heft 10, August 1924.
- 2) Balances magnétiques de campagne, d'après Ad. Schmidt. Brochure „Geo 92 F“ éditée en 1929 par la Sté Askania 87/88, Kaiserallee, Berlin-Friedenau.
- 3) E. Rothe: Les méthodes de prosection du Sous sol. Gauthier-Villars, Paris 1930.
- 4) C. Alexanian: Traité pratique de prosection géophysique. Ch. Béranger, Paris Liège, 1932.
- 5) Th. Koulomzine u. A. Boesch: Abhandlung über die von den Askania-Werken erbaute Vertikal-Feldwaage von Schmidt. Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 8, Heft 3/4, 1932.
- 6) Th. Koulomzine: Discussion sur certaines causes d'erreurs dans la balance verticale de Schmidt. Annales de l'Office national des Combustibles Liquides Nr. 4, S. 1, 1932.

7) P. Geoffroy et P. Charrin: Etudes géologiques et prospections minières par les méthodes géophysiques. Bull. du Service de la Carte Géologique de l'Algérie 1932.

8) C. H. Heiland and W. E. Pugh: Theory and Experiments concerning a New Compensated Magnetometer system. Technical Publication Nr. 483. Amer. Inst. of Mining and Metallurg. Engineers N. Y. Februar 1932.

9) C. Alexanian: Règles pratiques pour l'emploi du magnétomètre dans la prospection géophysique. Annales de l'Office national des Combustibles Liquides. 1930.

10) Dr. H. Haalek: Die magnetischen Verfahren der angewandten Geophysik. G. Borntraeger, Berlin 1927.

Zur Frage der mit dem temperaturkompensierten Magnet- system erreichbaren Meßgenauigkeit

Von E. Kohl, Berlin

Bei Feldmessungen mit der Askania-Z-Waage, ausgestattet mit temperaturkompensiertem Magnetsystem, wurde eine mittlere „scheinbare Meßgenauigkeit“ von $\pm 2.50 \gamma$, entsprechend einem „mittleren Fehler“ einer Einzelmessung von $\pm 3.26 \gamma$ erreicht.

Bei allen magnetischen Variometermessungen besteht die letzte Rechenoperation vor dem Inabzugbringen des Erdfeldes in der Mittelbildung aus den Werten der wiederholt gemessenen Stationen. Die Abweichungen des Mittels gegen die Werte, aus denen dieses Mittel errechnet ist, liefert einen Maßstab für die Meßgenauigkeit. Unter „Meßgenauigkeit“ verstehe ich die mittlere Abweichung der gemittelten Werte von ihrem arithmetischen Mittel. Sie ist verschieden von den „mittleren Fehler“ im physikalischen Sinne.

Diese Meßgenauigkeit ist bei meinen magnetischen Vertikalintensitätsmessungen zwischen dem alten Gebirge der Gegend Großenhain-Ortrand und Sperenberg vom Jahre 1933, bei denen die Askania-Feldwaage 88052 benutzt wurde, während der Rechnung genau verfolgt worden.

Der Gang der Rechnung war folgender:

Nach Anbringung der Tagesvariationen wurden zunächst die Wiederholungsmessungswerte jeweils in ein und demselben Zuge gemittelt, um die Meßgenauigkeit zu bestimmen. Ergebnis: $\pm 2.15 \gamma$.

Berücksichtigt man lediglich die Meßpunkte, die nur in ein und demselben Zuge wiederholt gemessen worden sind, so verbleibt eine Meßgenauigkeit von $\pm 2.62 \gamma$.

Die eigentliche Rechnung ging in der Weise weiter, daß aus der Gesamtheit derjenigen Züge, die Anfang und Ende bei der Basis haben, die wiederholt gemessenen Stationen ihrem Werte nach durch Mittelbildung bestimmt wurden, nachdem die Züge vorher auf das Niveau des ersten Zuges gebracht worden waren. Die notwendige Niveaukorrektur ergab sich aus den Mittelwerten aus Anfangs- und Schlußmessung an der Basis. Die Meßgenauigkeit dieser in verschiedenen Zügen gemessenen Kontrollstationen wurde zu $\pm 2.76 \gamma$ gefunden.

In das durch die „Zwei-Basis-Züge“ geschaffene Netz wurden alle anderen Züge in zeitlicher Reihenfolge eingehängt, also sowohl die basisfreien Züge als auch die „Ein-Basis-Züge“. Aus den in dem einzuhängenden Zuge enthaltenen, bereits bestimmten Kontrollstationen wurde die mittlere Niveaudifferenz errechnet, um die dann sämtliche Stationen des Zuges gleichmäßig korrigiert wurden. Nach dem Einhängen eines jeden Zuges wurde die Meßgenauigkeit nachgeprüft. Mit dem Einhängen der einzelnen Züge änderte sie sich wie folgt: ± 2.76 (s. oben), 2.71, 2.96, 2.71, 2.66, 2.54, 2.54 γ . Zum Schluß betrug sie also für die sämtlichen in mehreren Zügen gemessenen Kontrollstationen $\pm 2.54 \gamma$.

Nach Einsetzen der für diese Kontrollstationen errechneten Mittelwerte und nach linearer Verteilung der sich ergebenden Fehler auf die zwischen den Kontrollpunkten gemessenen Stationen wurde die Meßgenauigkeit der nur in ein und demselben Zuge wiederholt gemessenen Punkte nachgeprüft, mit dem Ergebnis, daß sie sich von $\pm 2.62 \gamma$ auf $\pm 2.36 \gamma$ verbessert hatte.

Aus den beiden Werten $\pm 2.54 \gamma$ und $\pm 2.36 \gamma$ folgt eine mittlere **Gesamtmeßgenauigkeit** von $\pm 2.50 \gamma$.

Die maximale Abweichung vom Mittel beträgt $\pm 10 \gamma$. Von 176 Beobachtungen an 56 Kontrollstationen zeigen nur 15 eine Abweichung von dem endgültigen Mittelwert, die höher ist als $\pm 5 \gamma$.

Die errechnete Meßgenauigkeit entspricht der sogenannten scheinbaren Genauigkeit. Berechnet man den „mittleren Fehler“ nach der Formel

$$M = \pm \sqrt{\frac{[vv]}{n-1}},$$

dann tritt an die Stelle des oben errechneten Wertes

von $\pm 2.15 \gamma$ der folgende: $\pm 2.78 \gamma$,	von $\pm 2.62 \gamma$ der folgende: $\pm 3.29 \gamma$,
„ $\pm 2.76 \gamma$ $\pm 3.43 \gamma$,	„ $\pm 2.36 \gamma$ $\pm 3.10 \gamma$,
„ $\pm 2.54 \gamma$ $\pm 3.81 \gamma$, und „ $\pm 2.50 \gamma$	$\pm 3.26 \gamma$.

Um von vornherein Einwänden zu begegnen, die sich gegen „willkürliche Korrekturen“ richten, sei bemerkt, daß die Herstellung der Niveaugleichheit unter den verschiedenen Meßzügen nach dem angegebenen Verfahren korrekt und zulässig ist. Eine unbedeutende Willkür liegt in der linearen Verteilung des Fehlers, der sich nach dem Einsetzen der für die Kontrollstationen gefundenen Mittelwerte ergibt. Sie ist deshalb unbedeutend, weil von ihr lediglich die 39 Beobachtungen an den Punkten betroffen werden, die nur in einem einzigen Zuge wiederholt gemessen sind. Wie oben dargelegt wurde, ist durch die Fehlerverteilung die scheinbare Genauigkeit von $\pm 2.62 \gamma$ auf $\pm 2.36 \gamma$ erhöht worden, d. h. der mittlere Fehler von $\pm 3.29 \gamma$ auf $\pm 3.10 \gamma$. In der Gesamtgenauigkeit entspricht der geringeren Genauigkeit der Wert $\pm 2.56 \gamma$ oder ein mittlerer Fehler von $\pm 3.30 \gamma$, der höheren Genauigkeit der Wert $\pm 2.50 \gamma$ oder ein mittlerer Fehler von $\pm 3.26 \gamma$. Der Unterschied ist also tatsächlich unbedeutend.

Berlin, 23. Januar 1934.

Die Höhenverteilung der Erd-, Luft- und Höhenstrahlung

Auszug aus der Berliner Dissertation

Von G. A. Suckstorff, Göttingen — (Mit 5 Abbildungen)

Messungen der Höhenstrahlung in der Troposphäre wurden vom Boden bis 8800 m Seehöhe durchgeführt, wobei der Einfluß der Erdestrahlung durch Flüge über der Ostsee ausgeschaltet wurde. Die Erdstrahlung selbst wurde durch Messungen an den Funktürmen in Witzleben und Königswusterhausen untersucht, wobei sich eine aborbierende Wirkung des Turmes ergab. Bei beiden Meßreihen zeigte sich, daß die bisher stets vernachlässigte Luftstrahlung in Höhen über 5000 m sehr große Werte annahm, die bis zu 30% der Gesamtionisation gingen.

In letzter Zeit sind Messungen der Höhenstrahlung in der Stratosphäre mehrfach ausgeführt worden [Regener¹⁾, Piccard und Cosyns²⁾]. Besonders durch die Pilotballonmessungen Regeners¹⁾ reicht unsere Kenntnis der Höhenverteilung bis rund 30 km Höhe. Wegen der starken Intensitätszunahme der Höhenstrahlung von zwei Ionen $\text{sec}^{-1} \text{cm}^{-3}$ am Boden auf rund 300 in 30 km Höhe sind jedoch diese Messungen unterhalb 10 km Höhe nach Regeners Angaben recht ungenau, da natürlich die Empfindlichkeit des Elektrometers für die größeren Höhen eingestellt war.

Eine erneute Durchmessung der Höhenstrahlung in der Troposphäre schien deshalb wichtig, da seit den Messungen von Gockel¹⁸⁾, Hess³⁾ 1912 und Kolhörster⁴⁾ 1913/14 nur wenige Neuvermessungen mit modernen Instrumenten bis maximal 6.8 km vorlagen [Büttner⁵⁾, Reitz⁶⁾]. Vom Boden bis 2 km Höhe fehlten sie dagegen — abgesehen von Messungen im Gebirge — vollständig. Daher wurde besonderer Wert auf dieses Höhenintervall gelegt, das in Flugzeugen bei Flügen über See durchgemessen wurde. Auf diese Weise konnte auch die Bodenintensität der Höhenstrahlung direkt gemessen werden, die für alle Erdstrahlungsmessungen bekannt sein muß und bisher nur aus Panzermessungen oder Extrapolation aus 2000 m Höhe unter bestimmten Annahmen über die Absorptionskoeffizienten berechnet wurde.

Im Laufe der Untersuchung zeigte sich nun eine beträchtliche Wirkung der Luftstrahlung, die durch den Gehalt der Luft an Emanation und deren Zufallsprodukten hervorgerufen wird. Diese Luftstrahlung wurde bisher vernachlässigt, obwohl schon 1913 Kolhörster⁷⁾ anlässlich einer Ballonfahrt über Böhmen in 2400 m Höhe eine Erhöhung der Ionisation um 3.5 Ionen gegenüber früheren Fahrten gefunden hatte. Diese Erhöhung deutete er als Zunahme der Luftstrahlung, da durch Leeböen am Rande des stark aktiven Erzgebirges Emanationsmengen in größere Höhen transportiert sein konnten. Ebenso fanden Wigand und Wenk⁸⁾ 1924 bei direkten Emanationsmengen zwar im allgemeinen eine Abnahme der Emanationskonzentration mit der Höhe. In der Nähe von Sperrschichten in der Atmosphäre traten jedoch teilweise recht hohe Konzentrationen

vom Drei- bis Vierfachen des normalen Bodenwertes auf, die allein durch die γ -Strahlung ihrer Folgeprodukte eine Ionisation von rund $0.5 \text{ Ionen cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ erzeugen würden. Derartige Intensitäten können jedoch bei der heutigen Meßgenauigkeit der Strahlungsapparate nicht mehr vernachlässigt werden.

I. Die Höhenstrahlung

Der Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung wurde in drei aufeinanderfolgenden Stufen gemessen. Die Durchmessung der ersten Stufe von 150 bis 1500 m Seehöhe wurde mit Wasserflugzeugen der Reichsverkehrsfliegerschule bei Flügen über der Ostsee durchgeführt, um jeden Einfluß der Erdstrahlung auszuschließen. Die zweite Stufe von 1500 bis 5500 m Seehöhe wurde mit Hilfe des Wetterflugzeuges der Flugstelle Tempelhof und die dritte von 5500 bis 9000 m Höhe im Freiballon untersucht.

A. Messungen im Flugzeug. 1. Apparatur und Meßmethode. Zu den Messungen wurden zwei Strahlungsapparate nach Kolhörster verwandt. Bei den Flugzeugmessungen wurde der Apparat auf den Knien gehalten und alle Minuten abgelesen. Den Dauermessungen (Tabelle 1) entsprechen Meßzeiten von 40 Minuten, woraus sich eine mittlere Schwankung von $\pm 3\%$ ergab. Den „Interpolations-

Tabelle 1. Messungen der Höhenstrahlung im Flugzeug

Dauer- messungen Datum	Höhe m	Ionen minus Eigenstrahlung des Flugzeuges	Bemerkungen
10. 12. 1931	51	2.63 I	über See
10. 12. 1931	152	2.15 I	„ „
9. 12. 1931	387	3.27 I	„ „
10. 12. 1931	658	2.43 I	„ „
9. 12. 1931	991	3.26 I	„ „
10. 12. 1931	1532	3.49 I	„ „
29. 5. 1931	1835	5.50 I	„ Land
29. 5. 1931	2950	7.29 I	„ „
29. 5. 1931	4260	13.44 I	„ „
29. 5. 1931	5550	22.45 I	„ „

Interpolationsmessungen

Datum: 28. 5. 1931		Datum: 29. 5. 1931	
Mittlere Höhe m	Ionen korrigiert auf Reststrahlung des Flugzeuges	Mittlere Höhe m	Ionen korrigiert auf Eigenstrahlung des Flugzeuges
1615	4.27 I	1650	5.31 I
2135	4.98 I	1835	5.25 I
2325	6.98 I	2625	5.93 I
2630	6.34 I	3500	12.16 I
3080	8.20 I	4500	14.87 I
3500	10.06 I	5250	20.77 I
4000	12.80 I		
4560	15.19 I		
4875	17.15 I		

messungen entsprechen Meßzeiten von 5 bis 6 Minuten, woraus eine mittlere Schwankung von ± 5 bis 8% folgte. Ein Flugzeugmeteorograph registrierte für jeden Meßtag die Temperaturverteilung der Atmosphäre.

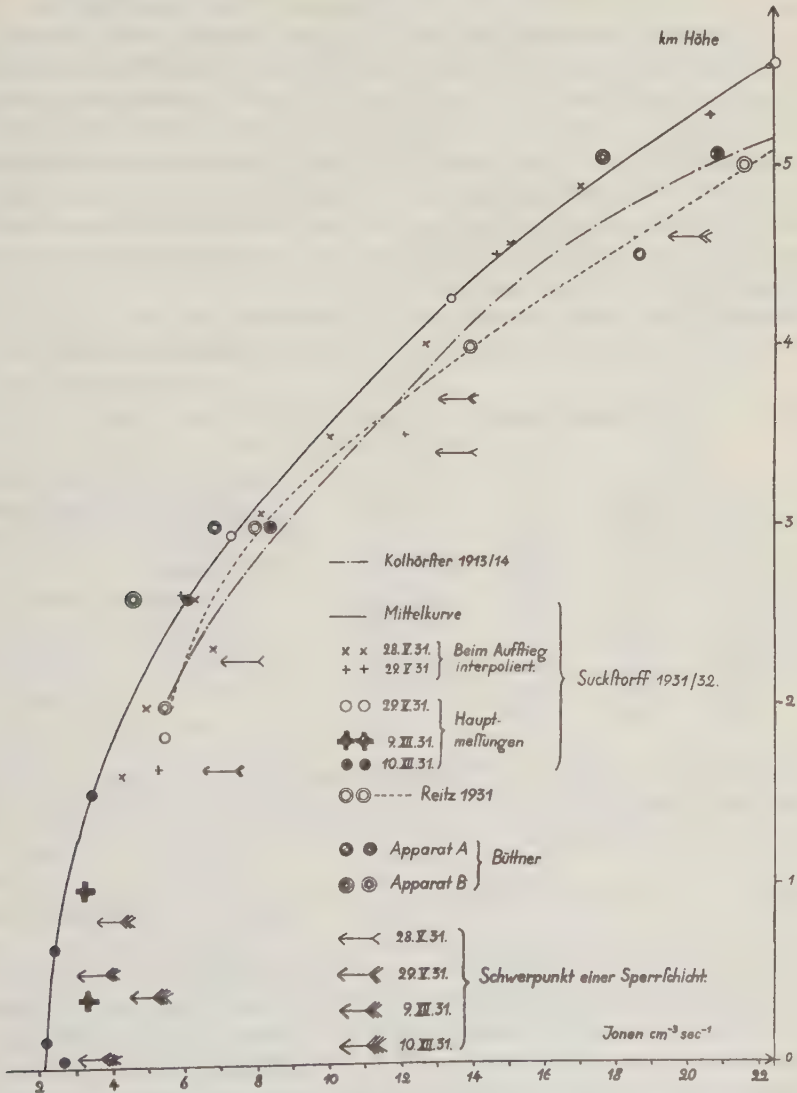


Fig. 1. Die Intensitätsverteilung der Höhenstrahlung zwischen 0 und 5500 m Höhe

Die Strahlung des Flugzeuges selbst (Leuchtzifferblätter der Bordinstrumente) wurden durch Vergleichsmessungen im Flugzeug und außerhalb des Flugzeuges

ermittelt. Sie schwankte je nach dem benutzten Flugzeug und der Aufstellung des Apparats zum Instrumentenbrett zwischen 0.3 und 1.5 J.

2. Diskussion der Messungen. Die Tabelle und die Fig. 1 zeigen die erhaltenen Ergebnisse aus etwa 450 Einzelmessungen über Land und über See.

Beide Meßreihen über Land und See zeigen deutlich die gleiche Zunahme der Höhenstrahlung mit wachsender Höhe. Die Schwankung der einzelnen Meßpunkte um die gezeichnete Kurve liegt vollkommen innerhalb der Meßgenauigkeit bis auf einige Punkte, die offensichtlich durch Einflüsse der Luftstrahlung entstellt sind. Im Absatz III wird gezeigt werden, daß diese Einflüsse auf die Anwesenheit von Sperrschichten in der Atmosphäre zurückgeführt werden können. Für die folgenden Überlegungen soll daher nur die ausgezogene Kurve berücksichtigt werden. Zum Vergleich sind noch die Messungen von Kolhörster⁴⁾ und Büttner⁵⁾ und Reitz⁶⁾ in Fig. 1 dargestellt.

Berechnet man nach folgender empirischer Formel, die von Kolhörster und Tuwim¹⁹⁾ für den Barometereffekt der Höhenstrahlung aufgestellt wurde,

Tabelle 2. Der Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung zwischen 0 und 5 km Höhe

Höhe km	Luft- druck cm Hg	Wasser- äquivalent cm H ₂ O	Ionen	Zwischen- km	$(\mu/\rho)_{\text{H}_2\text{O}}$ nach dem φ (μX)-Gesetz	
					Suckstorff	Kolhörster
0	76.0	931	2.08	0—0.5	$1.8 \cdot 10^{-3}$	
0.5	72.0	882	2.35	0.5—1.0	$2.3 \cdot 10^{-3}$	
1.0	68.1	834	2.70	1.0—1.5	$4.8 \cdot 10^{-3}$	
1.5	64.4	789	3.45	1.0—2.0	$5.3 \cdot 10^{-3}$	
2.0	60.7	746	4.50	2.0—3.0	$5.1 \cdot 10^{-3}$	$4.4 \cdot 10^{-3}$
3.0	53.9	661	7.60	3.0—4.0	$5.0 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-3}$
4.0	47.6	583	12.20	4.0—5.0	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$5.0 \cdot 10^{-3}$
5.0	42.1	516	18.20			

die Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung für die Messungen von Kolhörster und Suckstorff, so ergibt sich die folgende Tabelle 2, die in Fig. 2 noch einmal graphisch dargestellt ist.

$$(\mu/\rho)_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{1}{H} \left(11.92 - \sqrt{145.96 - \frac{2}{11} \bar{B} \cdot \bar{B} \bar{E}} \right) \quad 86 \leq \bar{B} \cdot \bar{B} \bar{F} \leq 360.$$

Die Kurve des Absorptionskoeffizienten (Fig. 2) und die der Intensität (Fig. 1) zeigen beide einen Knick in etwa 1500 m Höhe. Zwischen 6 und 7 km Höhe fand Kolhörster⁴⁾ bereits einen ähnlichen Knick in dem Gang des Absorptionskoeffizienten und deutete ihn als allmähliche Sättigung einer primär einfallenden Höhenstrahlung mit Sekundärstrahlen. Während nun bei dem von Kolhörster gefundenen Knick der Absorptionskoeffizient von 2000 m Höhe an mit wachsender Höhe stetig ansteigt, in 6500 m Höhe sein Maximum erreicht und mit weiter wachsender Höhe wieder abnimmt, nimmt bei dem Knick in 1500 m Höhe der Absorptionskoeffizient von 500 bis 1500 m Höhe stark zu, um dann von 1500 bis

4500 m praktisch konstant zu bleiben. Faßt man den Knick in 5600 m Höhe als Sättigung einer Komponente einer primär einfallenden Strahlung auf, so könnte man das Verhalten des Absorptionskoeffizienten zwischen 500 und 1000 m Höhe eventuell als allmähliche Sättigung einer größeren Anzahl von Primärkomponenten deuten, die sich nur wenig in ihren

Absorptionskoeffizienten unterscheiden. Die Größe dieser Absorptionskoeffizienten müßte dann zwischen $(\mu/\rho)_{\text{H}_2\text{O}} = 6 \text{ bis } 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ liegen.

Das „Härterwerden“ der Höhenstrahlung zwischen 0 und 2000 m Höhe erklärt erst jetzt zwanglos die Diskrepanz, die bisher zwischen den aus Messungen in Luft (im Mittel $\mu/\rho = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$) und den am Erdboden in Blei oder Wasser gemessenen gefunden wurde [im Mittel $\mu/\rho = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$] ^{10) 11) 12) 5)}. Noch besser wird die Übereinstimmung mit dem von Kolhörster ¹³⁾ aus dem vertikalen Zählrohreffekt in freier Luft zu $\mu/\rho = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ermittelten

Absorptionskoeffizienten. Dieser letzte Wert ist in Fig. 2 gesondert eingetragen.

Die Intensität der Höhenstrahlung am Erdboden kann aus der Warnemünder Meßreihe zu 2.08 J extrapoliert werden, und zwar liegt der letzte Meßpunkt 152 m hoch. An Hand der Meßgenauigkeit der einzelnen Meßpunkte von ± 2 bis 3% kann dieser Wert mit $2.08 \pm 0.07 \text{ J}$ angenommen werden.

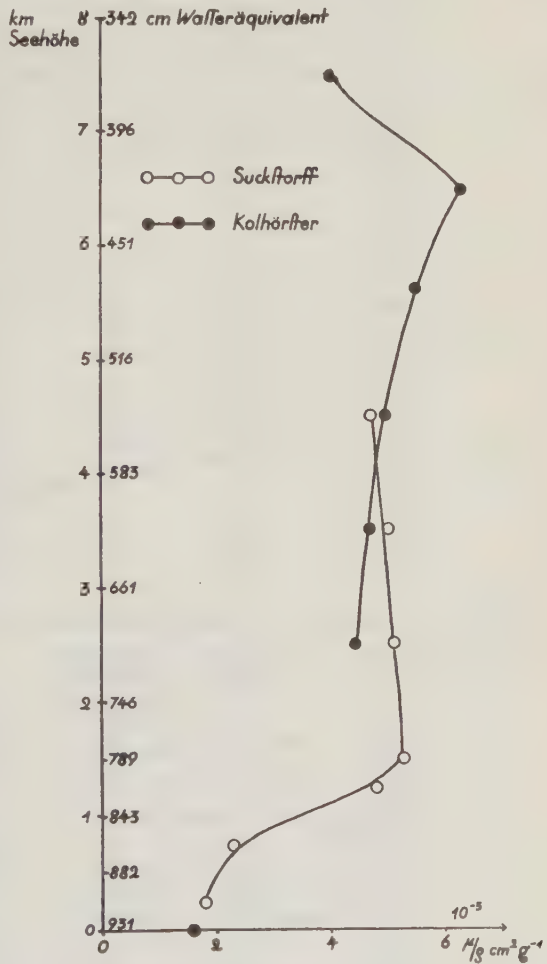


Fig. 2. Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung von der Höhe

B. Messungen im Freiballon. 1. Apparatur. Die dritte Stufe der Höhenstrahlungsmessungen zwischen 5 und 8.8 km Höhe wurde im Freiballon „Ernst Branden-

Tabelle 3. Messungen der Höhenstrahlung im Freiballon am 18. Februar 1932

Mittl. Höhe m	Gemessener Voltverlust	Zeitdifferenz in Minuten	Ionen abzüglich Reststrahlung	
2150	2.5	5	7.03	Messungen während des Aufstiegs
3430	3.0	4	8.48	
2840	4.2	6	7.99	
3120	4.3	5	10.00	
3420	10.0	11	10.07	
3800	4.5	4	13.63	
4440	25.0	20	15.73	
5180	14.0	8	22.29	
6520	10.1	3	44.66	
6620	8.2	2	54.70	
6760	12.2	4	40.90	
6940	8.8	4	29.42	
7240	6.4	2	42.32	
7995	28.1	7	53.55	
8400	32.4	6	72.70	
8350	18.7	3	70.80	
8400	15.8	3	77.10	
8400	66.3	12	74.48	
8400	54.7	10	73.66	
8800	15.5	3	69.52	
7900	21.2	5	56.67	Messungen während des Abstiegs
7200	9.5	3	41.90	
6500	9.3	2	62.43	
6280	6.0	2	39.55	
4740	10.0	7	17.87	
3080	8.6	13	7.26	
800	11.5	26	4.22	

Tabelle 4. Messungen der Höhenstrahlung im Freiballon am 19. März 1932

Mittl. Höhe m	Gemessener Voltverlust	Zeitdifferenz in Minuten	Ionen abzüglich Reststrahlung	
4680	11.1	7	19.41	Messungen während des Aufstiegs
4830	9.6	6	21.29	
5070	10.9	5	28.51	
5750	21.0	9	30.30	
6030	20.3	8	33.14	
6280	28.0	9	41.13	
6875	13.9	4	46.08	
6850	15.2	4	56.62	
7295	32.7	5	63.46	
7600	36.0	7.5	69.37	
8055	9.5	1.5	78.89	
8150	17.2	2	89.39	
7125	10.2	2.5	54.36	
7310	19.4	4.0	65.07	
7675	22.7	4.5	67.84	
8000	111.2	20	78.86	
7900	31.7	6	71.02	Messungen während des Abstiegs
7585	30.8	6.5	63.48	
7265	11.1	2.5	59.87	
7060	13.4	3.5	51.06	
6260	15.0	5.5	35.77	
5650	10.8	4.5	31.16	
5000	13.9	7	25.47	
4260	8.7	6	18.12	

burg“ bei zwei Fahrten durchgemessen. Auf der ersten Fahrt am 18. 2. 1932 wurde eine Höhe von 8.8 km, auf der zweiten am 19. 3. 1932 eine Höhe von 8.2 km erreicht.

Als Meßapparat diente ein Strahlungsapparat nach Kolhörster mit magnetischer Ladesonde. Er blieb über die Zeit beider Fahrten vollkommen dicht.

Die Höhen wurden nach dem Temperaturdruckdiagramm, das aus den Registrierungen des Meteorographen und zweier Barographen entnommen wurde, in acht Stufen nach der Staffelmethode berechnet. Der mittlere Fehler einer absoluten Höhenangabe dürfte zwischen 100 bis 200, der einer relativen zwischen 50 bis 100 m liegen.

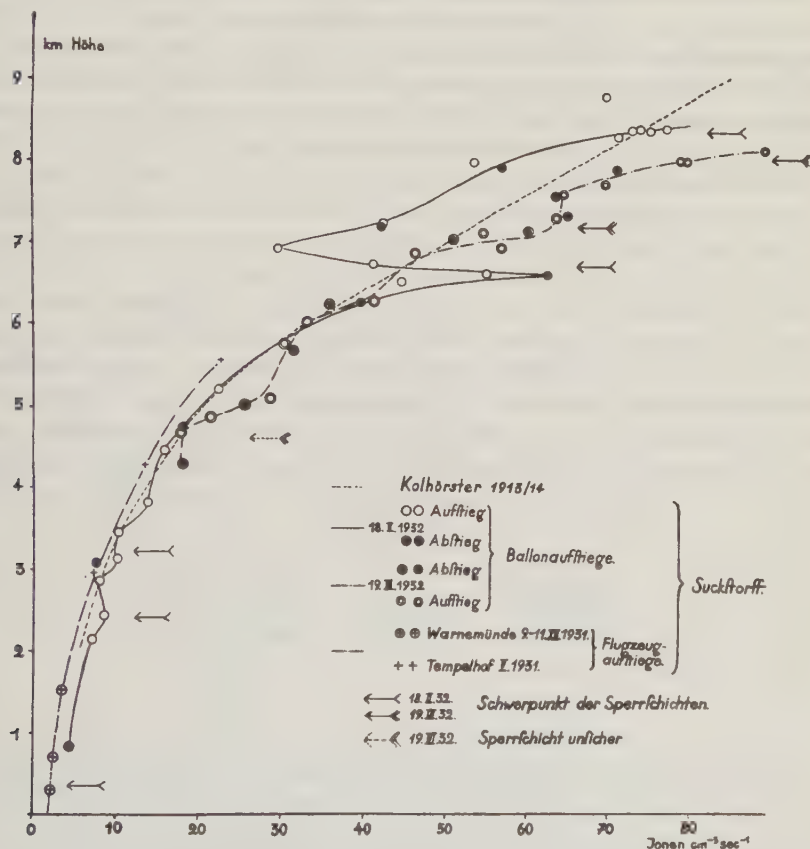


Fig. 3. Die Intensitätsverteilung der Höhenstrahlung zwischen 0 und 9000 m Höhe

2. Meßmethode und Ergebnisse. Um möglichst alle Feinheiten in der Höhenverteilung zu erfassen, wurde unter dauernden Messungen von der rasch erreichten Prallhöhe (2200 m bei der ersten, 4000 m bei der zweiten Fahrt) gleichmäßig langsam weiter gestiegen. Die Steiggeschwindigkeit betrug bei der

ersten Fahrt rund 0.9 m/sec und bei der zweiten 0.6 m/sec. Wie die Tabellen 3 und 4 zeigen, sind die gemessenen 27 Werte bei der ersten Fahrt je in einem mittleren Zeitintervall von 2 bis 4 Minuten erhalten, was einem Höhenintervall von 108 bis 216 m entspricht. Bei der zweiten Fahrt wurden insgesamt 150 Differenzen mit einer mittleren Zeitspanne von etwa 1 Minute erhalten. Die so gewonnenen Voltverluste wurden in der Tabelle 4 zu größeren Differenzen (im Mittel etwa 6 bis 8 Minuten) zusammengefaßt. Die auf beiden Fahrten gemessenen Intensitätskurven sind in Fig. 3 graphisch dargestellt.

Mittelt man die Ergebnisse beider Fahrten, so ergibt sich bis 7500 m Höhe Übereinstimmung mit den Messungen von Kolhörster. Von 7500 bis 8500 m Höhe wird dann nach meinen Messungen die Strahlung ganz erheblich weicher, während sie nach Kolhörster mit wachsender Höhe wieder härter wird. Die Ionisationskurven meiner einzelnen Fahrten weisen aber in sich und untereinander Schwankungen auf, deren Größe die Meßgenauigkeit weit überschreitet und daher reell sein müssen, wie gezeigt werden wird.

3. Diskussion der Ergebnisse. Das Auffallendste an der Ionisationskurve der ersten Fahrt ist der gewaltige Buckel in 6800 m Höhe. Aus der Tabelle 3 ergibt sich, daß der Buckel beim Abstieg in der gleichen Höhe auftritt wie beim Aufstieg, und daß er durch vier Werte beim Aufstieg und drei beim Abstieg festgelegt wird. Berücksichtigt man ferner, daß die Zunahme der Strahlung zwischen 5180 und 6250 m Höhe hiernach insgesamt 100 % beträgt, so wird die Möglichkeit von Meßfehlern unwahrscheinlich. Um einen Anhalt für die unter den Bedingungen einer Ballonhochfahrt geltende Meßgenauigkeit der Einzelwerte zu erhalten, wurde aus 18 Einzelwerten die Tabelle 5 berechnet. Diese 18 Einzelwerte sind auf der zweiten Fahrt in 14 Minuten bei einer konstanten Höhe von 8400 m gewonnen.

Tabelle 5

Zeitdifferenz der Einzelmessung Minuten	Zahl der Zeitdifferenzen	Mittlere Schwankung der Einzelmessung Proz.
0.5	7	± 7.1
1.0	12	± 9.5
2.0	7	± 3.1
3.0	5	± 2.6

Da bei den zur Messung des Buckels benutzten Werten Zeitdifferenzen von mindestens 2 Minuten vorlagen, dürfte die mittlere Schwankung nicht größer als ± 4 bis 5 % sein. Diese geringe mittlere Schwankung zeigt schon die Realität des Buckels, dazu kommt noch, daß kein Grund zu finden ist, ihn auf Apparatfehler zurückzuführen. Das Zusammenfallen der Auf- und Abstiegswerte zwingt vielmehr zu der Annahme eines äußeren, zumindest von der Höhe abhängigen Einflusses. Naheliegend wäre die Änderung der Luft- und damit der Apparatemperatur. Nun ist bisher irgendeine Abhängigkeit des benutzten Apparats von der Temperatur niemals beobachtet worden. Bei einer Steiggeschwindigkeit von 0.9 m/sec kann man — vor allem bei der hohen Wärmekapazität des Instruments — kaum

von einer Lüftung sprechen, die in einer Temperaturinversion rasche Temperaturveränderungen hervorgerufen haben könnte; vor allen Dingen müßten dann bei der viel intensiveren Lüftung im Flugzeug ähnlich große Schwankungen aufgetreten sein, was nicht der Fall war.

Wenn der Buckel reell ist, dann wird sein Auftreten nur verständlich als die Wirkung radioaktiver Massen, die in etwa 6500 m Höhe in einer verhältnismäßig dünnen Schicht konzentriert waren. Denn seine Deutung als Sättigungseffekt scheitert an seiner Größe. Die Anwesenheit einer Schicht von radioaktiven Massen in rund 6500 m Höhe wird gestützt durch das Auftreten einer kräftigen Sperrschicht in rund 6400 m Höhe. Mit der Deutung des Buckels als Wirkung großer aktiver Massen erklärt sich zugleich die starke Zunahme der Strahlung zwischen 8000 und 8400 m Höhe, da auch in 8400 m Höhe eine kräftige Temperaturinversion gefunden werden konnte. Die Herkunft dieser strahlenden Massen sei zunächst nicht erörtert (das wird in Absatz III geschehen), sondern nur deren Intensität und Absorptionskoeffizient. Die Konzentration der aktiven Massen ergibt sich unter der Annahme einer gleichmäßigen Verteilung der radioaktiven Massen im Raum [Meyer und Schweidler¹⁴⁾] zu:

$$\sigma = \frac{Q \cdot \mu}{4\pi \cdot k} = \frac{34 \cdot 2.48 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot \pi \cdot 5.8 \cdot 10^9} = 116 \cdot 10^{-16} \text{ Curie cm}^3,$$

während am Boden normalerweise $\sigma = 1 \cdot 10^{-16}$ ist^{10) 14)}.

Berechnet man weiter nach dem $\Phi(\mu X)$ -Gesetz¹⁴⁾ den Absorptionskoeffizienten dieser Zusatzstrahlung, so ergibt sich $\mu_{\text{Luft}_{760; 00}} = 4.4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$, also ein Koeffizient, der vollständig der Größenordnung radioaktiver Substanzen entspricht (μ_{Luft} für RaC = $6 \cdot 10^{-5}$, für ThC'' = $4.55 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$).

Die Ionisationskurve der zweiten Fahrt zeigt zwar äußerlich einen ganz anderen Verlauf als die der ersten, dieser veränderte Verlauf ist jedoch auch nur unter der Voraussetzung größerer Mengen aktiver Substanzen in der Atmosphäre zu deuten. So zeigt die Ionisationskurve der zweiten Fahrt die starke Zunahme der Strahlung in 8000 m Höhe, nur liegt der Beginn dieser Zunahme schon in 7900 m Höhe. Entsprechend wurde bei dieser zweiten Fahrt in 8000 m Höhe eine Inversionsschicht gefunden. Es ist sehr wohl anzunehmen, daß die Inversionen, an denen beide Fahrten ihr Ende fanden, die „große Inversion“ gewesen ist. Ist aber diese große Inversion mit aktiven Massen erfüllt*), so muß eine Zunahme der Strahlung in ihrer Nähe auftreten, die ja auch jedesmal bei der großen Inversion in entsprechender Höhenlage gefunden wurde. Ferner ergab sich bei der zweiten Fahrt eine Erhöhung der Ionisation in allen Höhen, wobei der große Buckel der Intensitätskurve in 6500 m Höhe durch mehrere kleinere ersetzt wurde. Diese Erscheinung steht in enger Verbindung mit den meteorologischen Verhältnisse an den beiden Meßtagen. Am 18. 2. bestand ein Hochdruckgebiet über Deutschland,

*) Nach seinen neuesten Messungen findet auch Regener¹⁾ eine starke Streuung seiner Messungen in rund 8 bis 10 km Höhe, die er allerdings nicht als reell ansieht.

das einige Tage stationär gewesen war. Für stationäre Hochdruckgebiete ist aber die Ausbildung kräftiger Inversionsschichten charakteristisch, besonders die Ausbildung einer Inversion in etwa 6 km Höhe. Am 19. 3. dagegen bestand ein neu gebildetes Hochdruckgebiet mit einem verhältnismäßig einheitlichen Luftpörper und damit einer noch recht gleichmäßigen Verteilung der aktiven Massen. Eine ähnliche Abhängigkeit von der Struktur der Luftmassen zeigte sich auch bei einer dritten Hochfahrt am 24. 3. 1933, wobei in einer im Abgleiten befindlichen Luftmasse sehr starke Schwankungen der Ionisation mit wachsender Höhe auftraten. Für solche abgleitenden Luftmassen ist aber eine blättrige Struktur sehr oft beobachtet.

Zusammenfassend läßt sich sagen:

Die gemessenen Ionisationskurven beider Fahrten weisen unter- und gegeneinander Schwankungen auf, die reell sein müssen, wie vor allem das Zusammenfallen der Auf- und Abstiegswerte beider Fahrten beweist. Gemeinsam zu deuten sind diese Schwankungen unter der Annahme größerer strahlender Massen in den höheren Schichten der Atmosphäre. Diese Annahme erklärt auch den Unterschied zwischen den Ergebnissen der beiden Hochfahrten und den früheren von Kolhörster. Da Kolhörsters Aufstiege im Hochsommer unternommen wurden, muß bei ihm die große Inversion in 10 bis 11 km Höhe gelegen haben, so daß ihre Wirkung in seinen Messungen noch nicht zum Ausdruck kommen konnte, denn seine Maximalhöhe betrug 9300 m. Während aber die aktiven Massen in den Höhen bis 5000 m nur geringe Zusatzstrahlungen liefern, wie die Messungen in Tempelhof und Warnemünde beweisen, ist dieser Einfluß für die größeren Höhen über 5000 m nach den Ergebnissen der Ballonfahrten beträchtlich. Für die Messungen bis 5000 m Höhe ist daher die Trennung von Luft- und Höhenstrahlung gut möglich und damit die stückweise berechneten Absorptionskoeffizienten für die Höhenstrahlung selbst charakteristisch. Das wird für die Messungen über 5000 m Höhe nicht mehr der Fall sein. Hier spielt vielmehr die Luftstrahlung schon eine sehr bedeutende Rolle, und deshalb sind für die Messungen über 5 km Höhe keine Absorptionskoeffizienten mehr berechnet.

In den Höhen über 5000 m kann man mit dem Vorhandensein von zwei Komponenten rechnen. Die eine Komponente ist die Höhenstrahlung selbst. Die zweite Komponente ist eine Strahlung aktiver Substanzen in Sperrschichten und sie wird wohl hauptsächlich das beobachtete Schwanken der Intensität hervorrufen. Dabei müßte das Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten in 8 km Höhe etwa

$$q_H : q_L = 3 : 1$$

sein. Diese Schwankungen der Höhenstrahlung selbst zuzuschreiben, ist recht unwahrscheinlich. Denn aus der Konstanz der Strahlung bis 5000 m Höhe und am Boden folgt, daß an diesem Schwanken nur die weichsten Komponenten, die in 5000 m Höhe bereits vollkommen absorbiert wären, beteiligt sein könnten. Die Absorptionskoeffizienten dieser Komponenten lägen aber bereits in der Größenordnung der radioaktiven Substanzen.

Funkturm in Königswusterhausen durchgeführt hatte. Bei einer Aufhängung des Apparats an der Antenne war der Intensitätsabfall kleiner und entsprach nur einem Absorptionskoeffizienten von $\mu_{\text{Luft}} = 3.2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$. Daraus folgt eine Eigenabsorption des Turms.

Zur Kontrolle wurde nun eine zweite Meßreihe an den Antennenhalteseilen des Funkturms in Königswusterhausen bis 180 m Höhe durchgeführt. Die Ergebnisse dieser zweiten Meßreihe sind in Fig. 4 graphisch dargestellt. Hierbei bestätigte sich der schon in Witzleben gefundene Absorptionskoeffizient von $\mu_{\text{Luft}} = 3.2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$, zugleich aber zeigte sich ein Buckel der Intensitätskurve in etwa 120 m Höhe, der auch in den Kurven der einzelnen Meßtage (Fig. 4) zutage tritt. Dieser Buckel kann als Maximum der auftretenden Sekundärstrahlung gedeutet werden (Sättigungsdicke), da das Maximum bei 1.4 cm Bleiäquivalent auftritt, während Kohlrausch²¹⁾ für die Sättigungsdicke der γ -Strahlung von RaC 1.6 cm findet, was damit gut übereinstimmt. Diese in der Luft auftretende Streuung erklärt wohl auch den zu kleinen Wert für den Absorptionskoeffizienten ($3.2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$), der nach dem Gehalt des Bodens an radioaktiven Substanzen den Wert von etwa $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ haben müßte.

III. Die Luftstrahlung

1. Der Einfluß der Luftstrahlung auf die Messungen der Höhenstrahlung. Die Kurve des Intensitätsverlaufs der Höhenstrahlung zwischen 0 und 5.5 km Höhe (Fig. 1) zeigt in verschiedenen Höhen Meßpunkte, die aus dem sonst glatten Kurvenverlauf herausfallen. Im Vergleich mit den Temperaturkurven (Fig. 5) der einzelnen Tage erkennt man, daß diese Werte ausnahmslos mit Sperrschichten in der Atmosphäre zusammenfallen und daß Änderungen in deren Höhe und Stärke mit Veränderungen der Ionisation verbunden sind. Solche Ionisationsveränderungen sind aber nur dann möglich, wenn diese Erhöhungen der Intensität gegenüber dem glatten Kurvenverlauf auf Strahlung aktiver Massen in den Sperrschichten zurückgeführt werden, da die Höhenstrahlung selbst durch solche Schichten nur unbedeutend beeinflusst werden kann.

Der Einfluß von Sperrschichten auf die Intensität der Luftstrahlung zeigt sich sehr deutlich bei den Ionisationsmessungen am 28. und 29. Mai 1931 in 3.5 m Höhe. Am 28. Mai 1931 fällt die gemessene Intensität mit der Kurve zusammen, am 29. Mai 1931 dagegen ist die Ionisation um 2.3 J größer als der Kurve entspricht. Die Temperaturkurve zeigt dementsprechend am 28. Mai in 3400 m Höhe eine kaum 40 m mächtige Isothermie, die sich am 29. Mai aber zu einer kräftigen Isothermie von 400 m Dicke entwickelt hat. Am 28. Mai war diese Sperrschicht also gerade im Entstehen und konnte sich daher noch nicht mit aktiven Substanzen angereichert haben. Ebenso erzeugt die am 28. Mai in 2250 m Höhe befindliche Inversion eine Zusatzstrahlung von 1.3 J. Am 29. Mai ist sie dagegen verschwunden, und tatsächlich fällt an diesem Tage die Messung in 2600 m Höhe mit der Kurve zusammen. Ebenso fällt am 28. Mai die Messung in 1630 m Höhe innerhalb der

Meßgenauigkeit mit der Kurve zusammen. Am 29. Mai besteht dagegen von 1550 bis 1700 m Höhe eine Isothermie, die in 1630 und 1835 m Höhe Zusatzstrahlungen von 1.6 bzw. 1.4 J erzeugt.

Aus der Größe dieser Zusatzstrahlungen ergeben sich Emanationskonzentrationen von $10 \cdot 10^{-16}$, $12 \cdot 10^{-16}$ und $18 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3} , also gegenüber einer mittleren Bodenkonzentration von $1 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3} recht hohe Werte.

Nach Erdstrahlungsmessungen an Funktürmen ergab sich für die Luftstrahlung ein Absorptionskoeffizient von $\mu_{\text{Luft}} = 4.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$. Wendet man diesen Koeffizienten auf die Messungen in größeren Höhen an, so müssen die Hauptmessungen der Ionisation am 29. Mai 1931 in 5550, 4260 und 2950 m Höhe

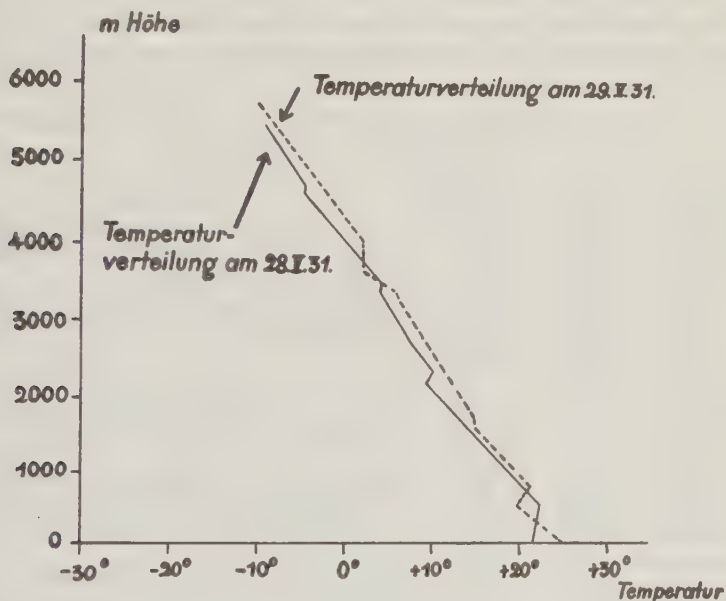


Fig. 5

Zustandskurven der Atmosphäre am 28. und 29. Mai 1931 über Tempelhof

frei sein vom Einfluß der Luftstrahlung, da ihre Abstände von der nächsten Sperrschicht 700 bis 1000 m betragen. Die Messung in 1835 m Höhe ist dagegen durch die von 1550 bis 1700 m Höhe reichende Isothermie beeinflusst.

Die Prüfung des Einflusses der Luftstrahlung auf die Messungen in Warmemünde ergibt zunächst, daß die Messungen in 51, 987 und 991 m Höhe als sicher durch Luftstrahlung entstellt ausgeschieden werden können, da ihr Abstand von der nächsten Sperrschicht nur 20 bis 180 m Höhe beträgt. Die Messung in 1532 m Höhe am 10. Dezember 1931 ist dagegen sicher frei von Luftstrahlung, da ihr Abstand von der nächsten Sperrschicht etwa 800 m beträgt, dasselbe gibt sich für die Messung in 658 m Höhe. Entsprechendes gilt von der Messung in 125 m

Höhe. Zwar beträgt ihr Abstand von der nächsten Sperrschicht nur 120 m, doch ist die Dicke dieser Schicht größer als 50 m. Ihre Wirkung kann also nur gering gewesen sein und außerdem fällt der Wert gerade mit der Kurve zusammen, die mit Hilfe der übrigen Meßpunkte gewonnen wurde.

Zusammenfassend ergibt sich: Die Meßpunkte in 5550, 4260, 2950, 1532, 658 und 152 m Höhe sind vom Einfluß der Luftstrahlung frei, und die in der graphischen Darstellung (Fig. 1) ausgezogene Kurve stellt Verlauf der Höhenstrahlung allein dar.

Für die Messungen der Höhenstrahlung über 6000 m Höhe war der Einfluß der Luftstrahlung schon bei der Diskussion der Meßergebnisse untersucht, so daß sich hier eine Prüfung erübrigt.

2. Die Eigenschaften der Luftstrahlung. Befreit man die Werte, bei denen eine Wirkung der Luftstrahlung festzustellen ist, vom Einfluß der Höhen-

Tabelle 6. a) Die Luftstrahlung nach Messungen im Flugzeug und Freiballon von 200 bis 8000 m Höhe

Datum	Höhe m	Luftstrahlung in Ionen	Bemerkungen
17. 3. 1931	360	0.26	Differenz mit den Messungen in Warnemünde am 9. und 10. 12. 1931 + extrapolierten Erdstrahlungswerten
17. 3. 1931	550	0.35	
17. 3. 1931	290	0.22	
29. 5. 1931	367	0.95	Differenz mit den ungestörten Messungen in Tempelhof am 28. und 29. 5. 1931
29. 5. 1931	1650	1.60	
29. 5. 1931	3500	2.30	
29. 5. 1931	1835	1.40	
9. 12. 1931	51	0.53	Differenzen gegen die ungestörten in Warnemünde am 9. und 10. 12. 1931
9. 12. 1931	387	0.87	
10. 12. 1931	991	0.37	
18. 12. 1932	800	2.0	Differenzen gegen die Messungen in Tempelhof am 28. und 29. 5. 1932
18. 12. 1932	2200	2.5	
18. 12. 1932	3900	3.0	
19. 3. 1932	5000	7.0	Differenzen aus den Ballonfahrten am 18. 2. und 19. 3. 1932
19. 3. 1932	9000	18.0	
10. 5. 1932	250	1.03	Differenz gegen die Messungen in Warnemünde am 9. und 10. 12. 1931
11. 5. 1932	400	0.98	
11. 5. 1932	450	0.33	

b) Die Mittelwerte der Luftstrahlung

Höhe m	Mittlere Höhe m	Luftstrahlung in Ionen
0— 180	100	0.27*)
180— 800	500	0.75
800— 2000	1400	1.1
200— 3000	2500	2.0
3000— 5000	4000	4.5
8000	8000	18.0

*) Nach Erdstrahlungsmessungen in Witzleben und Königswusterhausen.

strahlung, so erhält man die reine Luftstrahlung für die verschiedenen Höhen. Dabei wird die Ionisation durch Höhenstrahlung der Kurve (Fig. 1) entnommen. Dann ergibt sich folgende Tabelle für die Luftstrahlung.

Die Genauigkeit der Luftstrahlungsmessungen dürften in den Höhen bis 200 m 0.07 J betragen, in den Höhen zwischen 200 und 5000 m etwa 0.1 bis 0.2 J , zwischen 5000 und 8500 m Höhe etwa 5 bis 10 J .

Aus der Tabelle 6 b folgt, daß die Luftstrahlung im Mittel mit wachsender Höhe zunimmt. Aus dem gemessenen Absorptionskoeffizienten der Luftstrahlung ergibt sich, daß als strahlende Substanzen die Elemente RaC und ThC'' in Frage kommen, auf jeden Fall aber Substanzen, die sich in ihren Absorptionskoeffizienten nicht von den im Erdboden enthaltenen radioaktiven Substanzen unterscheiden. Nun ist zwar zu bedenken, daß die starke Luftstrahlung an Sperrschichten gebunden ist, daß also die normale Verteilung der aktiven Substanzen zunächst der Ansicht nicht widerspricht, daß diese aktiven Massen von der Exhalation des Erdbodens herrühren. Die Sperrschichten enthalten aber so große Mengen, daß deren Herkunft aus dem Erdboden kaum erklärt werden kann.

3. Die Herkunft der die Luftstrahlung erzeugenden aktiven Substanzen. Nimmt man zunächst an, daß sich aktive Massen in der großen Inversion befinden, so werden diese Massen zugleich mit der großen Inversion gehoben und gesenkt werden. Mit der Zeit fallen sie zum Teil aus der Inversion heraus und gelangen in die nächsttieferen usw. Dann werden die höheren Sperrschichten reicher an aktiven Substanzen sein als die tieferen. Diese aktiven Massen könnten auf zweierlei Weise in die große Inversion gelangt sein. Entweder kommt man auf die alte Anschauung von Gockel und Linke¹⁶⁾ zurück, die seinerzeit zur Erklärung der Höhenstrahlung die Anwesenheit aktiver Substanzen in der Stratosphäre annahmen, wobei die Herkunft dieser Massen undiskutiert blieb, und erweitert diese Hypothese eventuell noch die Annahme von Bongards¹⁷⁾, der ein Eindringen von Emanationsmengen aus der Sonne in den Luftmantel der Erde annahm. Oder man nimmt einen Transport bodennaher emanationshaltiger Luftmassen bis zur großen Inversion an, wobei in genügend langen Zeiträumen eine Anreicherung derselben mit aktiven Massen eintreten könnte. Dabei müßte allerdings zugleich angenommen werden, daß etwa ebensoviel aktive Massen auf diesem Wege in die große Inversion transportiert würde, als in der gleichen Zeit zerfällt. Eine Entscheidung über diese Fragen kann aber wohl erst dann gefällt werden, wenn man durch Untersuchung von Luftproben aus größeren Höhen etwas über die aktiven Massen selbst sagen kann.

Zusammenfassung

Es wurde die Höhenverteilung der Erd-, Höhen- und Luftstrahlung untersucht. Dabei ergab sich für die Erdstrahlung ein mittlerer effektiver Absorptionskoeffizient von $\mu_{\text{Luft}} = 3.2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$, sowie der Nachweis einer in Luft auftretenden Streustrahlung. Eine entsprechende Messung in einem eisernen Turm

ergab als Absorptionskoeffizient $\mu_{\text{Luft}} = 4.6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$, woraus eine Eigenabsorption des Turmes folgt. Die zu erwartenden Absorptionskoeffizienten von RaC und ThC'' von $\mu_{\text{Luft}} = 6.0 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ bzw. $4.55 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ konnten wahrscheinlich wegen der auftretenden Streustrahlung nicht gefunden werden.

Die Höhenstrahlung wurde in ihrem Intensitätsverlauf zwischen 0 und 8.5 km Höhe in freier Luft unter Ausschluß der Erdstrahlung untersucht. Hierbei zeigte sich eine starke Änderung in dem Gang der Absorptionskoeffizienten mit wachsender Höhe. Zwischen 0 und 1000 m Höhe betrug der Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung $(\mu/\rho)_{\text{H}_2\text{O}} = 1.8 \text{ --- } 2.3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ g}^{-1}$, zwischen 1500 und 5500 m Höhe $5.3 \text{ --- } 4.7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ g}^{-1}$. Aus diesen Messungen wurde die Bodenintensität der Höhenstrahlung zu $2.08 \pm 0.07 \text{ Ionen cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ extrapoliert.

Die Messungen der Höhenstrahlung bei Flugzeugaufstiegen bis 5500 m Höhe und zwei Ballonhochfahrten bis 8800 bzw. 8200 m Höhe ergaben im Mittel bis 7500 m Höhe Übereinstimmung mit den alten Messungen von Kolhörster. Über 7500 m Höhe nahm die Intensität jedoch sehr viel rascher zu und erreichte in 8300 m Höhe 82.5 J gegenüber 72.5 J nach Kolhörster. Die einzelnen Intensitätskurven der beiden Ballonhochfahrten zeigten sowohl in Höhen über 5000 m starke zeitliche Schwankungen, als auch ein unregelmäßiges Verhalten mit wachsender Höhe.

Diese Schwankungen sind auf Einflüsse der Luftstrahlung zurückgeführt worden, die sich als viel stärker erwies, als man bisher annahm. Dabei konnte gezeigt werden, daß die Luftstrahlung entgegen den bisherigen Annahmen mit wachsender Höhe stark zunimmt, und zwar von 0.2 J am Boden auf rund 18 J in 8000 m Höhe. Diese starke Luftstrahlung ist jedoch an das Vorhandensein von Sperschichten in der Atmosphäre gebunden. Die starken Schwankungen der Gesantionisation bei der Messung der Höhenstrahlung und kleineren Schwankungen bei der Messung der Erdstrahlung wurden auf Schwankungen dieser Luftstrahlung zurückgeführt. Ebenso wurden die Unterschiede zwischen meinen Messungen und den alten Messungen von Kolhörster über 6000 m Höhe als Einflüsse wechselnder Luftstrahlung gedeutet.

Die Herkunft der aktiven Substanzen, die die Luftstrahlung hervorrufen, ist nur schwer durch Exhalation des Erdbodens zu erklären und legt die Annahme großer aktiver Massen in der Stratosphäre nahe. Da der Absorptionskoeffizient der Luftstrahlung zu $\mu_{\text{Luft}} = 4.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ gefunden wurde, können sich diese aktiven Massen in ihren Eigenschaften nur wenig von den uns bekannten radioaktiven Substanzen unterscheiden.

Die vorliegende Arbeit wurde im Herbst 1930 auf Anregung von Herrn Professor Kolhörster unternommen, dem ich für sein dauerndes Interesse, die Überlassung der Institutsmittel und die Ermöglichung der Luftfahrten meinen Dank ausspreche.

Herrn Geheimrat Professor Dr. Süring danke ich für seine stete Unterstützung und seine Ratschläge, besonders auch bei der Durchführung der Ballon-

hochfahrten. Zu Dank bin ich ferner verpflichtet: Herrn Dipl.-Ing. Wollé, Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt; Herrn Dipl.-Ing. Pilz, Herrn Dr. Giese, Bitterfelder Verein für Luftfahrt; Herrn Geheimrat Hergesell, Herrn Dr. Reidat, Herrn Chun, Flugstelle Tempelhof; Herrn Dr. Becker, Deutsche Verkehrsfliegerschule Warnemünde; Herrn Professor Dr. Jöster, Meteorologisches Institut, Berlin.

Herrn Schütze danke ich auch an dieser Stelle für seine unsichtige Führung der beiden Ballonhochfahrten.

Die Freiballonhochfahrten wurden mit finanzieller Unterstützung des Deutschen Reichsverkehrsministeriums durchgeführt, dem ich meinen besten Dank ausspreche. Die benutzten Strahlungsapparate entstammen einer Leihgabe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für Professor Kolhörster.

Literatur

- ¹⁾ E. Regener: Phys. Zeitschr. **34**, 306, 820 (1933).
- ²⁾ A. Picard und Cosyns: C. R. **195**, 604 (1932).
- ³⁾ V. Hess: Mitt. Inst. f. Radiumf. **9** (1911).
- ⁴⁾ W. Kolhörster: Verh. d. Deutsch. phys. Ges. **15**, 1111 (1913); **16**, 719 (1914); Phys. Zeitschr. **14**, 1153 (1913).
- ⁵⁾ K. Büttner: Zeitschr. f. Geophys. **3**, 161 (1927).
- ⁶⁾ A. W. Reitz: Wien. Ber. **139**, 707 (1930).
- ⁷⁾ W. Kolhörster: Verh. d. Deutsch. phys. Ges. **16**, 719 (1914).
- ⁸⁾ A. Wigand und F. Wenk: Ann. d. Phys. **86**, 657 (1928).
- ⁹⁾ W. Kolhörster: Naturw. **19**, 574 (1931).
- ¹⁰⁾ W. Kolhörster und L. Tuwim: Ergeb. d. kosm. Phys. **1**, 87 (1931).
- ¹¹⁾ Myssowsky und L. Tuwim: Zeitschr. f. Phys. **35**, 299 (1925).
- ¹²⁾ B. R. Weld: Phys. Rev. **40**, 713 (1932).
- ¹³⁾ W. Kolhörster: Berl. Ber. **5**, 39 (1932).
- ¹⁴⁾ St. Meyer und E. v. Schweidler: Radioaktivität. Leipzig, 2. Aufl. (1927).
- ¹⁵⁾ A. Wigand: Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **5**, 3 (1913).
- ¹⁶⁾ F. Linke: Meteorol. Zeitschr. **33**, 310 (1916).
- ¹⁷⁾ H. Bongards: Phys. Zeitschr. **25**, 679 (1924).
- ¹⁸⁾ A. Gockel: Jahrb. d. Rad. u. Elektro. **9**, 1 (1912).
- ¹⁹⁾ W. Kolhörster und L. Tuwim: Ergeb. d. kosm. Phys. **1** (1931).
- ²⁰⁾ K. Büttner: Zeitschr. f. Geophys. **3**, 161 (1927).
- ²¹⁾ W. Kohlrausch: Handb. d. Experimentalphysik **15**, Leipzig 1929.

Höhenstrahllaboratorium des Meteorolog.-Magn. Observatoriums Potsdam.

Erdstrahlungsmessungen in Bad Nauheim nach der Gammastrahlenmethode

Von **V. Masuch**, Potsdam — (Mit 1 Abbildung)

(Mitteilung aus dem Höhenstrahlungslaboratorium des Met.-Magn. Observatoriums Potsdam und aus dem William G. Kerckhoff-Forschungsinstitut in Bad Nauheim)

Die Verteilung der Intensität der γ -Strahlung in Bad Nauheim wurde mit zwei Strahlungsapparaten gemessen. Die Ergebnisse werden auf geologische Zusammenhänge hin besprochen. Außerdem wird die Aktivität der Sole und der Trinkbrunnen sowie des Usawassers in gleicher Weise bestimmt. Bei Sinterablagerungen erweist sich die Intensität als besonders hoch, während die Wasser selbst allgemein sehr geringe Aktivitäten zeigen.

In der Zeit vom 3. bis 16. April 1933 wurden in Bad Nauheim Erdstrahlungsmessungen vorgenommen, weil medizinische Befunde an Kranken und zeitlich schwankender Elektrometerabfall in einem Laboratorium der Kurverwaltung in der Nähe des Sprudelhofes anormal hohe Strahlungsintensität vermuten ließen. Durch Untersuchungen unter möglichst einwandfreien Bedingungen sollte zunächst die Verteilung durchdringender radioaktiver Strahlen an diesen Orten gemessen werden, um vielleicht deren Einflüsse auf diese Phänomene festzustellen. Sämtliche Messungen wurden nach der γ -Strahlmethode ausgeführt. Hierzu dienten zwei Strahlungsapparate nach Kolhörster*) mit folgenden Konstanten:

Nr.	Kapazität	Volumen
6177	0.37 ₅ cm	4070 ccm
6188	0.32 ₂ „	4065 „

Aus diesen Konstanten und dem jeweils gemessenen Spannungsabfall läßt sich dann die Ionisationsstärke in Ionen $\cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}$ als Maß der durchdringenden Strahlen angeben.

Der im Apparat gemessene Ionisationsstrom rührt her von der Eigenstrahlung der Gefäßteile, der Höhenstrahlungswirkung am Erdboden und der γ -Strahlung der Umgebung (die α - und β -Strahlen der Umgebung werden durch die 0.25 cm starke Eisenwandung der Gefäße abgeschirmt). Die zeitlich konstante Eigenstrahlung konnte im Anschluß hieran für beide Apparate in der 406 m tiefen Sohle des Berlepsch-Schachtes in Staßfurt bestimmt werden; die Wirkung der Höhenstrahlung am Erdboden ist nach der Höhenverteilungskurve von Kolhörster bekannt. Die dann noch verbleibende Ionisation gibt die Wirkung der oben als „Erdstrahlung“ bezeichneten γ -Strahlung der Umgebung an.

*) Phys. Zeitschr. **27**, 62 (1926).

Messungen. 1. In den Gebäuden. Im Quelleninstitut waren beim Ablauf eines dort aufgestellten Elektrometers zeitliche Schwankungen festgestellt worden. Um zu untersuchen, ob sie durch Einflüsse durchdringender Strahlen bedingt oder einfacher auf Isolationsfehler am Elektrometer zurückzuführen sind, wurden einmal Vergleichsmessungen in den verschiedenen Gebäuden, zum anderen eine besondere Meßreihe neben dem auch jetzt wieder anormal abfallenden Elektrometer ausgeführt. Die in Tabelle 1 zusammengestellten „Messungen in den Gebäuden“ sollten zeigen, ob dort überhaupt besonders hohe Intensitäten auftreten, die Meßreihe neben dem Elektrometer sollte das Verhalten der Strahlungsintensität während des Elektrometerabfalls angeben.

Tabelle 1. Messungen in den Gebäuden

Ort	Intensität
Direktionszimmer, südliches Gebäude	5.21 J (Ionen \cdot $\text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}$)
Faradaykäfig, „ „	4.68
Durchgangsraum, „ „	6.35
Druckraum, „ „	5.28
Großes Laboratorium, nördliches Gebäude . .	5.05
Heizungskeller, „ „	5.98
Assistentenzimmer, „ „	5.75

Die in den Gebäuden gemessenen Werte liegen, wie stets, etwas höher als die im nächsten Abschnitt beschriebenen normalen Strahlungswerte im Stadtgebiet; die Erhöhung der Strahlungsintensität übersteigt aber nicht die innerhalb der Gebäude infolge des Thoriumgehalts der Ziegelsteine allgemein auftretenden Werte.

Bei der Meßreihe im Direktionszimmer, wo neben dem Meßapparat das Elektrometer (Wulf) aufgebaut war, konnten ebenfalls keinerlei Anhaltspunkte für eine Beeinflussung des Elektrometerabfalls infolge durchdringender Strahlung gefunden werden: während das Elektrometer stark abfiel, blieb die Intensität beim Strahlungsapparat konstant. Es könnte sich also nur um die Wirkung schwach durchdringender Strahlen gehandelt haben, wenn nicht, was näherliegt, um Isolationsfehler. Jedoch wurde das Instrument daraufhin nicht untersucht, um es zunächst in seinem ursprünglichen Zustand für weitere Beobachtungen zu belassen.

2. Strahlungsverteilung über das Stadtgebiet. Eine Serie weiterer Messungen sollte die Strahlungsverteilung über das Nauheimer Stadtgebiet im Zusammenhang mit dem geologischen Aufbau klarlegen. Die gemessenen Werte — in der folgenden Tabelle zusammengestellt — sind außerdem der besseren Übersicht wegen in der beigegebenen Skizze eingetragen, die nach dem Nauheimer Stadtplan im Maßstab 1:8000 gezeichnet ist.

Die Meßplätze liegen fast ausschließlich auf Grünflächen, da der jeweilige Meßplatz frei sein muß von unbekannter Zusatzstrahlung anderer Herkunft. Solche unbekannte Zusatzstrahlung liefern aber die Ziegelsteine der Häuser infolge ihres Thoriumgehalts, während wieder betonierte Straßenzüge die austretende

Strahlung verschieden stark schwächen können. Nach meinen Erkundigungen waren die Grünflächen in den letzten Jahren nicht mit Kali gedüngt worden, so daß mit der normalen Kaliumkomponente des Erdbodens zu rechnen ist.

Nach dem von Prof. Wagner aus den Bohrakten angefertigten geologischen Schnitt durch das Sprudelgebiet, den Herr Oberbaurat Berck mir freundlichst

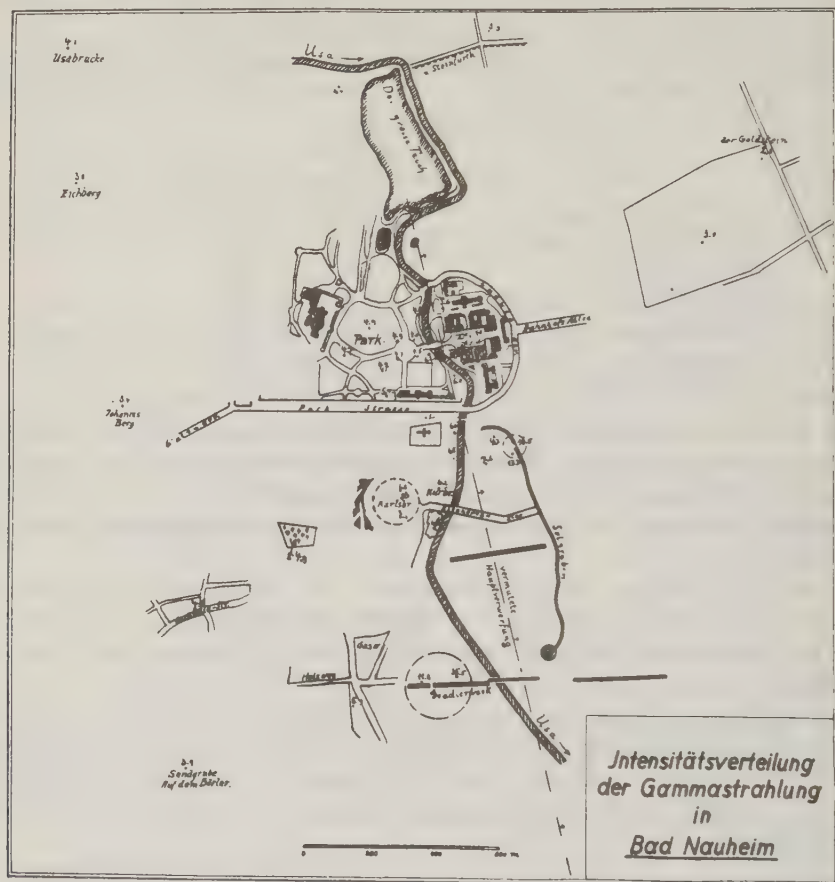


Fig. 1

übersandte, läuft quer durch das Nauheimer Stadtgebiet eine Verwerfung ungefähr längs des Usalaufes in Richtung S—N bis SSO—NNW, an der im Ostklüftige Stringocephalenkalke gegen die von devonischen Schiefern und Grauwacken überlagerten Taunusquarzite abgesunken sind. Diese Verwerfungslinie ist der Arbeit zugrunde gelegt; sie ist in der Skizze gestrichelt gezeichnet. Über dem kristallinen Untergrund lagern tertiäre Sande und Kiese in verschiedener Mächtigkeit, in die die Usa ihr Tal eingeschnitten hat.

Zuerst wurden einige Messungen in der weiteren Umgebung der Stadt vorgenommen, und zwar im Norden zu beiden Seiten des großen Teiches, im Westen

Tabelle 2

Messungen im äußeren Stadtgebiet

Ort	Intensität
1. Johannisberg	3.4 J (Ionen · cm ⁻³ · sec ⁻¹)
2. Eichberg	3.8
3. Usabrücke (nördlich von Eichberg)	4.1
4. Chaussee nach Steinfurth	3.9
5. Goldstein (Nordostecke)	2.8
6. Goldstein (Mitte)	3.9
7. Hochwaldstraße	4.1
8. Sandgrube auf dem Börler	3.9
9. Holzweg (südlich vom Gaswerk)	5.9
10. Auf dem Gradierwerk	11.2
11. Sinterabbau beim Gradierwerk	35.5

Messungen im inneren Stadtgebiet

12. Alter Friedhof	4.9 J (Ionen · cm ⁻³ · sec ⁻¹)
13. Grand Hotel	6.6
14. Karlsbrunnen (südlich)	6.3
15. Karlsbrunnen (nordöstlich)	9.3
16. Karlsbrunnen (nördlich)	6.8
17. Trinkkuranlage	6.2
18. Südöstlich von der Dankeskirche	6.5
19. Östlich von der Dankeskirche	6.0
20. Nördlich von der Dankeskirche	5.4
21. Kolonnaden (nördlich Parkstraße)	5.4
22. Nordseite vom Kerkhoffinstitut	6.0
23. Nördlich der Kolonnaden	4.7
24. Nordostecke des Tennisplatzes	6.2
25. Kastanienrondel	4.7
26. Kastanienrondel	4.9
27. Kastanienrondel	4.0
28. Kastanienrondel	4.5
29. Große Wiese vor dem Kurhaus	4.9
30. Südwestlich von 29	4.7
31. Gegenüber Waitzturm	4.0
32. Eingang zur Bohrung XI	26.6
33. Großer Teich (westlich)	4.4
34. Am Waitzturm	5.6
35. Im Sprudelhof, Rasenfläche nördlich Hauptweg	4.9
36. Im Sprudelhof, Rasenfläche nördlich Hauptweg	4.8
37. Im Sprudelhof, Rasenfläche südlich Hauptweg	6.5
38. Im Sprudelhof, Rasenfläche südlich Hauptweg	5.1
39. Solgrabenbrücke Goethestraße	16.5
40. Südwestlich der Solgrabenbrücke	13.3
41. Nordwestlich der Solgrabenbrücke auf erhöhtem Rasen	4.7
42. Zwischen Kurmittelhaus und Inhalatorium	7.6

auf Johannis- und Eichberg, im Süden etwa in der Höhe der Gradierwerke und im Osten in der Nähe des Goldsteins. Im Westen, Norden und Osten der Stadt

liegt die gemessene Strahlung zwischen 2.8 und 4.4 J . In Potsdam habe ich auf Sandboden eine mittlere Intensität der Umgebungsstrahlung von 1.6 J gemessen; die allgemein größeren Intensitätswerte in Nauheim sind durch die höhere Radioaktivität des gewachsenen Gesteins bedingt. Im Süden der Stadt dagegen liegen in der Gegend der Gradierwerke höhere Werte. Auf dem Gradierwerk selbst wurde der Wert von 11.2 J gemessen. Die Anhäufung der Aktivität ist hier durch die Sinterablagerungen bedingt, dafür spricht auch die zweite Messung in dieser Gegend direkt auf einer Anhäufung abgebauten Sinters mit 35.5 J . Auch im Stadttinnern wurde in dem mit Sinter ausgelegten Eingang zur Bohrung XI an der Usabrücke beim Sprudelhof 26.6 J gemessen. Die höhere Aktivität der Sinterablagerungen ist wohl so zu erklären, daß hier vom Wasser mit den festen Bestandteilen ausgeschiedene, an sich sehr kleine Aktivitätsmengen über längere Zeiträume hin angehäuft wurden.

Eine größere Anzahl von Messungen wurde im Innern der Stadt ausgeführt. Die Skizze zeigt verschiedene Intensitätswerte; sie schwanken zwischen 4.0 und 16.5 J . Die beiden Gebiete besonders hoher Intensität im inneren Stadtgebiet (um Karlsbrunnen und Solgraben) lassen sich durch örtliche Einflüsse erklären, wie schon für den Wert von 26.6 J im Eingang zur Bohrung XI gezeigt werden konnte (der Wert von 26.6 J ist nicht in die Skizze eingetragen). Die hohen Intensitäten von 16.5 und 18.8 J an der Solgrabenbrücke zur Goethestraße lassen vermuten, daß auch in den Ablagerungen des Solewassers im künstlich angelegten Solgraben ähnlich wie bei der Sinterbildung eine Ansammlung aktiver Substanzen stattfindet. Zum näheren Studium dieser Frage sind weitere Messungen notwendig.

Das zweite Gebiet höherer Aktivität liegt in der Umgebung des Karlsbrunnens, wo die Intensität in der Nähe des Brunnens auf 9.3 J ansteigt. Wie die später zu beschreibenden Brunnenmessungen ergeben (Abschnitt 4), ist die Intensitätserhöhung wahrscheinlich auf die Aktivität des Brunnenwassers selbst zurückzuführen. Örtlich bedingt — durch das in den umliegenden Gebäuden verwendete Radium — könnte auch der Wert von 7.6 J östlich des Kurmittelhauses sein.

Sieht man von diesen durch örtliche Einflüsse erhöhten Intensitätswerten ab, so ergibt sich bereits folgendes Bild: Gegen die Intensitätswerte der weiteren Umgebung der Stadt liegen die gemessenen Werte im Stadttinnern im ganzen etwas höher (Umgebung 2.8 bis 4.4 J , Stadttinneres $> 4 J$). Es läßt sich allgemein eine allmähliche Intensitätszunahme gegen die Verwerfungsspalte hin feststellen; die hohen Intensitäten häufen sich in der Umgebung der Spalte. Diese größeren Werte lassen sich durch örtliche Einflüsse vorläufig nicht erklären (auch ein Zusammenhang mit toten Quellen ist nicht vorhanden, soweit es sich bisher übersehen läßt; die Inaktivität des Usawassers wird im folgenden Abschnitt besprochen); ihre Ursachen liegen wahrscheinlich in der natürlichen höheren Aktivität der tieferen Erdschichten. Beim Zerfall radioaktiver Substanzen wird die Emanation frei, die als aktives Gas in der Spalte hochsteigt. Das danach zu erwartende Strahlungsmaximum über der Spalte wird aber dadurch verwischt, daß das Gas nach Austritt aus der Spalte erst noch die darüber-

lagernden etwa 30 m mächtigen tertiären Schichten durchdringen muß, die keinen bevorzugten Weg für das Gas bieten, da die Verwerfung älter ist als die darüber lagernden Sedimente. Es tritt eine allmähliche Durchsetzung dieser Schichten mit höheren Aktivitäten ein, die wahrscheinlich die allgemein höheren Werte im Stadtinnern bedingt.

3. Quellenmessungen. Die folgenden Messungen galten der Untersuchung der Aktivität des Usawassers. Die Usa fließt im Stadtgebiet ungefähr parallel der Verwerfungslinie; daher war die Feststellung wichtig, ob die erhöhten Strahlungswerte in der Nähe der Verwerfungsspalte nicht durch eine besondere Aktivität des Usawassers bedingt sind. Zuerst wurde direkt an der Usa gemessen, und zwar gegenüber dem Waitzschen Turm. Die Messung ergab nur 4.0 *J*. Die Inaktivität des Usawassers wurde weiterhin bestätigt durch Messungen in den Quellgebieten einiger kleiner Zuflüsse zur Usa. Auch diese bringen keine besondere Aktivität mit, wie die folgende Tabelle zeigt:

Tabelle 3. Quellenmessungen

Ort	Intensitäten
Jägerquelle	3.8 <i>J</i>
Elisabethbrunnen	4.4
Quelle westlich vom Winterstein	1.9

4. Sole- (Sprudel-) und Brunnenaktivität. Zur Feststellung einer eventuellen Soleaktivität wurde im Badehaus 7 nach der γ -Strahlenmethode gemessen. Emanationsmessungen wurden nicht ausgeführt. Die Meßreihen bei voller und leerer Wanne zeigten keinen Unterschied in der Intensität außerhalb der Meßgenauigkeit. Die Sole kann also Aktivität nur in so geringer Menge mitführen, daß diese erst bei längerer Ablagerung im Sinter oder im Solgraben in Erscheinung tritt (s. Gradierwerk und Solgraben). Auch die im Sprudelhof gemessenen Werte lassen auf nur geringe Aktivität der Sole schließen.

Die letzten Messungen galten der Untersuchung der Aktivität der Nauheimer Trinkbrunnen. Während der Messungen wurde der Abfluß der Brunnen verstopft und die Apparate direkt über dem aufgestauten Wasser aufgestellt. Kur- und Schwalheimer Sauerbrunnen ergaben dabei gemeinsam den niedrigen Intensitätswert von 2.6 *J*, während Karls- und Ludwigsbrunnen Intensitäten von 7.7 bzw. 6.9 *J* aufwiesen. Eine Erklärung für diese Verschiedenheiten ist schwer zu geben. Steuer*) nimmt für den Kurbrunnen wegen seines sehr hohen Kochsalzgehalts einen Zusammenhang mit den unterirdischen Strömen an, die auch den Sprudel speisen; der Ludwigsbrunnen dagegen zeigt nach Steuer eine andere Zusammensetzung (schwacher Natronsäuerling). Es ist möglich, daß die Trinkbrunnen von verschiedenen Grundwasserströmen genährt werden; sie können von vornherein verschiedene Aktivität besitzen, sie können diese aber auch erst auf verschiedenen Wegen erwerben.

*) Die Nauheimer Quellen und die Geologie der Wetterau. Verh. d. Ges. D. Naturf. u. Ärzte. S. 191. Leipzig 1921.

Ergebnisse. 1. Die Messungen in den Gebäuden zeigen keine außergewöhnliche Intensität der γ -Strahlung.

2. Die Strahlungsintensität ist besonders hoch bei Sinterbildungen.

3. Im Nauheimer Stadtgebiet zeigen die Messungen im Innern der Stadt allgemein höhere Intensitätswerte als in der näheren Umgebung. Sie steigen gegen die Spalte zu an.

4. Die Usa und einige Quellen ihrer Zuflüsse ergeben normale Intensitäten.

5. Die im Badehaus 7 gemessene Sole kann Aktivität nur in ganz geringen Mengen mitführen.

6. Von den Trinkbrunnen zeichnen sich Karls- und Ludwigsbrunnen durch erhöhte Aktivität aus.

Die vorliegende Arbeit wurde aus Mitteln des Kerckhoff-Instituts in Bad Nauheim durchgeführt, wofür ich Herrn Prof. Groedel auch an dieser Stelle aufrichtig danken möchte, ebenso den anderen Herren des Instituts. Die erforderlichen Apparaturen stellte Herr Prof. Kolhörster aus einer Leihgabe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung. Hierfür, wie für das stete Interesse an der Arbeit bin ich ihm zu besonderem Dank verpflichtet. Ferner ist es mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dede für seine vielen Ratschläge und die Hilfe bei den Messungen zu danken. Außerdem danke ich der dortigen Kurverwaltung für das Entgegenkommen bei der Ausführung der Messungen.

Potsdam, 7. August. 1933.

Referate

R. Tomaschek: Die Messungen der zeitlichen Änderungen der Schwerkraft. Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften **12**, S. 36—81.

Nach einer kurzen Besprechung der verschiedenen Ursachen einer zeitlichen Änderung des Schwerevektors relativ zur Erdoberfläche, gibt der Verfasser einen Überblick über die Theorie der Gezeitschwankungen der Schwerkraft bei starrer und bei elastisch nachgiebiger Erde. Anschließend werden die wichtigsten Instrumente behandelt, die zur Messung der zeitlichen Änderung der Lotrichtung und des Absolutbetrags der Schwerkraft dienen und die heute soweit entwickelt sind, daß die Lotrichtung bis auf 10^{-4} Bogensekunden und der Schwerebetrag bis auf 10^{-8} g bestimmt werden können. Zum Schluß werden die Ergebnisse der bisherigen Messungen diskutiert, insbesondere im Hinblick auf das elastische Verhalten der Erde als Ganzes und den Einfluß der kosmischen Bewegung der Erde auf die Schwerkraft (Lorentz-Kontraktion). Letzterer ist nicht vorhanden, da die heutigen Instrumente einen hundertmal kleineren Effekt als den theoretisch zu erwartenden bereits anzeigen.

Heinrich Jung, Göttingen.

Sprengungen zu Forschungszwecken mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft

Ergebnisse der Hörbeobachtungen des Sprengversuchs in Oldebroek am 15. Dezember 1932

Zusammengestellt im Auftrage der Sprengkommission
von Dr. **Duckert**, Lindenberg. — (Mit 1 Abbildung)

Für die freiwilligen Mithelfer an der Organisation zur Erfassung der Hörschallbeobachtungen werden Zweck und Ziel des Versuchsprogramms sowie seine Ausgestaltung kurz erläutert. Das durch die Hörbeobachtungssammlung vom Sprengversuch Oldebroek sich ergebende Bild der Ausbreitungsvorgänge wird beschrieben und durch Figur erläutert. Die Umkehrhöhe der Schallbahnen wird zu 34 km für den äußeren und zu 46 km für den inneren Rand der anormalen Zone für das Ostprofil angegeben. Für das Westprofil ergeben sich beide in erster Näherung nahe gleich zu 47 km.

Nach einer längeren Unterbrechung wurden im Winter 1932/33, und zwar am 15. Dezember 1932 wiederum vier Sprengungen von je 300 kg Einzelladung durch ein groß angelegtes Hörbeobachternetz auf die Schallausbreitung hin untersucht. Wie bekannt*), stellen diese Hörbeobachtungen ein Teilprogramm eines mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft großangelegten Planes zum Studium der Explosionswellenausbreitung in der freien Atmosphäre dar, der nicht nur die hörbaren, sondern auch die längeren unhörbaren Druckwellen auf ihrem Weg, der zum Teil bis hoch in unsere Lufthülle hinaufreicht, in unserer Atmosphäre zu verfolgen zum Ziel hat. Die physikalischen und geophysikalischen Rückschlüsse, die wir aus diesen Untersuchungen ziehen wollen, sind kurz folgende:

1. Erfassung der Gesetze der Schallwellenausbreitung in einem inhomogenen Medium, das frei von Randstörungen durch das das Medium einschließende Gefäß ist (Gesetze der Refraktion, Reflexion und Beugung).

2. Studium des Aufbaues der von den Schallwellen durchteilten Erdatmosphäre bis in Höhen, die den direkten Meßmethoden der Aerologie bisher unzugänglich sind (molekulare Zusammensetzung, Temperatur und Wind).

*) Die Arbeiten der Kommission zur Erforschung der Schallwellenausbreitung in der Atmosphäre. Lindenberg 1927.

Die große Wichtigkeit dieser Kenntnisse für die mannigfaltigen praktischen Anwendungen leuchten ohne weiteres ein; wir brauchen daher nicht näher darauf einzugehen.

Der Sammlung von Beobachtungsmaterial für das umfassende allgemeine Programm dienten bisher 346 Einzelexplosionen an 71 Versuchstagen. Die objektive Druckwellenaufzeichnung wurde hierbei mit einer Reihe von Luftdruckvariographen der verschiedensten Konstruktionen vorgenommen, aus denen sich in Deutschland zwei Standardtypen: der Kühlsche Undograph und der Wiechertsche Membranvariograph entwickelt haben. Von diesen stehen heute 24 Geräte dank der finanziellen Unterstützung der Notgemeinschaft zur Verfügung. Es sei nur nebenbei erwähnt, daß die modernsten Methoden der funkentelegraphischen Zeitübermittlung dazu herangezogen werden, um die Eintreffzeiten der Druckamplituden auf Bruchteile der Sekunde genau zu erfassen.

An 20 dieser Sprengtage wurden neben diesen quantitativen Messungen Hörbeobachternetze eingesetzt, um qualitatives Material in großem Ausmaße zu sammeln, das der Erfassung der Lage der Zonen der Hörbarkeit und des Schweigens, auf die gelegentlich großer Naturkatastrophen und der Wahrnehmbarkeit des Geschützdonners im Weltkriege aufmerksam gemacht wurde, diene.

Leider war es nicht immer möglich, die Angaben der Hörbeobachter zu einer mehr wissenschaftlichen quantitativen Untersuchung zu verwerten; trotz allem kommt der daraus abzuleitenden Kenntnis der Lage der Hörzonen ein beträchtliches wissenschaftliches Interesse zu, das uns immer wieder ermutigt hat, große Mengen von Beobachtungsstationen um ihre uneigennützigte Mitarbeit an dem großen Werk zu bitten. Wenn wir hier auf die Mängel des so gewonnenen Materials hinweisen, so soll das keine Rüge für die Beobachter darstellen, sondern ihnen einen Anhalt geben, auf was es uns besonders ankommt, um bei künftigen Versuchen den Wert des Materials erhöhen zu helfen. Den Hauptmangel bildet die nicht sehr genaue zeitliche Erfassung des Augenblicks, in dem der Schall wahrgenommen wird. Das liegt nun keineswegs an mangelnder Sorgfalt der Beobachter, sondern die Hilfsmittel hierzu sind häufig einfach nicht vorhanden. Die verwendeten Uhren, meist Taschenuhren, haben Gänge, die nicht genau erfaßt — zum Teil bei billigen Uhren auch gar nicht genau erfaßbar — sind, ohne ganz speziell ausgebildete Sachverständige damit zu beauftragen. Auch die Normaluhren, die den Beobachtern besonders auf dem Lande zur Verfügung stehen, verdienen oft die Bezeichnung Normaluhren keineswegs. Sie differieren untereinander um mehrere Sekunden, wenn nicht gar Minuten. Nicht einmal die Zeitansagen der Rundfunksendestellen sind auf wenige Sekunden genau. Hier kann nur die Mithilfe von Uhrmachern, die über gute Normaluhren verfügen, helfen, oder man sollte seine Uhren an das Nauener Zeitzeichen anschließen oder anschließen lassen. Das muß natürlich mehrfach vor und nach der Sprengung geschehen, damit der Bearbeiter sich aus den Vergleichen ein Bild über die Zuverlässigkeit der verwendeten Uhren machen kann. Ein weiterer Mangel ist die Tatsache, daß vielen Beobachtern der typische Explosionsknall nicht hinreichend bekannt ist, um ihn einigermaßen

sicher von anderen Störgeräuschen unterscheiden zu können. Eine allgemeine, leider durch nichts zu verhindernde Störung in Gebieten mit Steinbrüchen liegt in der Tatsache der sehr häufigen Steinbruchssprengungen, die natürlich von den Versuchssprengungen selbst durch größte Sorgfalt nicht zu unterscheiden sind. Eine letzte Fehlerquelle, die zum Glück nur selten auftritt, ist die, daß eine Anzahl von Beobachtern sich selbst Schalleindrücke suggeriert. Dies ist besonders dann sehr störend und das Bild verwischend, wenn es sich um solche Beobachter handelt, die durch Sachkenntnis in der Lage sind, sich die zu erwartenden Laufzeiten vorher zu errechnen, weil dann auch das vielfach mögliche Zeitkriterium bei der Beurteilung der Realität der Hörmeldung nicht benutzt werden kann. In den letzten Jahren sind diese Mängel durch immer größere Sorgfalt und genaue Instruktion der Beobachter mehr in den Hintergrund getreten. Auch war es möglich, durch die Versuchsanordnung selbst noch weitere Kriterien zu schaffen. So wurden gelegentlich angekündigte Einzelsprengungen im letzten Augenblick unterlassen, es wurden in nur wenigen Personen bekannten Zeitintervallen Doppelsprengungen vorgenommen und nur Beobachtungen, die auch diesen Feinheiten Rechnung trugen, als reell gewertet.

Die Oldebroeksprengung am 15. Dezember 1932 stellte nun ein Teilprogramm von Sprengversuchen im Winter 1932/33 dar, die im Rahmen des internationalen Polarjahres in ganz großem Rahmen international aufgezogen worden sind. Es wurden im Dezember 1932 und im Januar 1933 an mehreren Tagen unter den verschiedensten geographischen Breiten: auf Novaja Semlja, in Nordschweden, in Südost-England und in Holland gesprengt, denen noch weitere Versuche in Italien und Dänemark folgen werden. Dieses Auseinanderziehen der Versuche auf einen großen Raum hatte den Zweck, durch die oben genannten im Ziel der Untersuchungen liegenden Erfassungen von Temperatur und Wind in großen Höhen auch die Verteilung dieser Größen in horizontaler Erstreckung festzulegen. Inwiefern das gelungen ist, können erst genaue Auswertungen des Materials ergeben, das heute zum großen Teil noch bei den unterwegs befindlichen Expeditionen lagert und erst nach deren Rückkehr im Winter 1933 greifbar werden wird.

Der besonderen Erkundung der Laufzeitkurve, also des funktionellen Zusammenhanges zwischen Entfernung vom Sprengherd und Laufzeit des Schalles, aus der die Schallbahn bis zu einem gewissen Grad von Genauigkeit, über den an anderer Stelle näher zu sprechen ist, errechnet werden kann, diente bei dem neuen Sprengversuch in Oldebroek am 15. Dezember 1932 ein sehr eng angelegtes Netz von Registrierstationen. Dieses Netz wurde in Deutschland von den wissenschaftlichen meteorologischen bzw. geophysikalischen Instituten in Göttingen, Jena, Lindenberg und Potsdam besetzt. Der Erfassung der Hörzonengestaltung diente weiter ein außerordentlich dichtes Ohrbeobachternetz, das über 400 Stationen umfaßte. In Deutschland war dieses Netz besonders systematisch nach den langjährigen Erfahrungen der Sprengkommission durch die Herren Dr. Duckert, Lindenberg und Dr. Keil, Berlin, beide vom Preuß. Meteorologischen Institut

Berlin, ausgesucht und aufgebaut worden. In allererster Linie waren Beobachter des meteorologischen Netzes und zur Ergänzung eine größere Zahl von Förstereien ausgewählt worden, Personen also, die durch ihre Tätigkeit besonders mit den Erscheinungen in der Natur verbunden sind. Auch das Ausland, speziell Holland, Belgien, England und Frankreich, als die dem Sprengherd nächstgelegenen Staaten, hatte ein nach allerdings anderen Gesichtspunkten ausgesuchtes Beobachtersystem auf Veranlassung des Präsidenten der internationalen Sprengkommission, Geheimrat Hergesell, eingesetzt. Die Lage der Stationen sowohl für Registrierung als auch für Hörschall ist der beigegebenen Abbildung zu entnehmen.

Um den oben näher auseinandergesetzten Fehlerquellen bei der Beurteilung der Ohrbeobachterergebnisse zu entgehen, wurden vier Einzelexplosionen von je 300 kg Ladung veranstaltet, deren Zeitabstände den Beobachtern nur genähert bekanntgegeben wurden. Die Sprengungen fanden durch gütiges Entgegenkommen der holländischen Militärverwaltung auf dem holländischen Schießplatz Oldebroek auf Kosten der holländischen Behörden nach folgendem Schema statt:

- | | | | | | | |
|--------------|----|--|-------|----------------|-----|---------------|
| 1. Sprengung | um | 07 ^h 0 ^m 0.3 ^s MEZ. | unter | 52° 24' 52'' N | und | 5° 58' 57'' E |
| 2. | „ | „ 07 6 0.3 MEZ. | „ | 52 24 55 | „ | 5 59 16 |
| 3. | „ | „ 08 0 1.3 MEZ. | „ | 52 25 2 | „ | 5 59 7 |
| 4. | „ | „ 08 6 0.3 MEZ. | „ | 52 24 51 | „ | 5 59 22 |

Stationen, die sicher Schallwellen gehört haben, die von unserem Sprengversuch herrührten, müssen also zu den beiden Stunden 07^h und 08^h in etwa 6 Minuten Abstand eine Wiederholung des Schalleindrucks gemeldet haben, wenn nicht aus anderen Anzeichen eindeutig zu ersehen war, daß wirklich die Versuchssprengung wahrgenommen wurde.

Viele Stationen, speziell solche aus Gebirgsgegenden, haben auch diesmal Schall gemeldet, der zweifellos von nicht mit unseren Versuchen im Zusammenhang stehenden Gesteinssprengungen herrührt. In einzelnen Fällen besonders exakter Zeitangaben konnte sogar der Herd dieses „Fremdschalles“, wie er in unserer Versuchstechnik genannt wird, errechnet und ermittelt werden.

Mit dem eingegangenen, außerordentlich zahlreichen Material können wir sehr zufrieden sein, was den Beobachtern sicherlich eine besondere Genugtuung für die von ihnen aufgewendete Zeit und Mühe sein wird. Als einwandfrei von den Sprengversuchen in Oldebroek herrührend wurde in zwei deutlich getrennten Zonen Schall wahrgenommen, die in der beigegeführten Karte deutlich zu erkennen sind. Die eine, direkt um den Sprengherd gruppierte Zone umfaßt 31 Stationen, die den direkten Schall wahrgenommen haben, der also nur in geringer Höhe über dem Erdboden unsere Lufthülle durchlaufen hat. Die gemeldeten Laufzeiten entsprechen mit allergrößter Annäherung dem aus der Schallphysik her bekannten Gesetz, daß der Schall bei Windstille und einer Temperatur von 0° C sich mit

Ergebnisse der Hörbeobachtungen der Sprengung Oldebrock vom 15. Dez. 1932

Längenmaßstab in km.

0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10

- Sprengherd
- Hörbeobachter gebört
- Hörbeobachter nicht gebört
- ⊙ Registrier-Station, keine Wellen
- ⊙ Explosions-Wellen

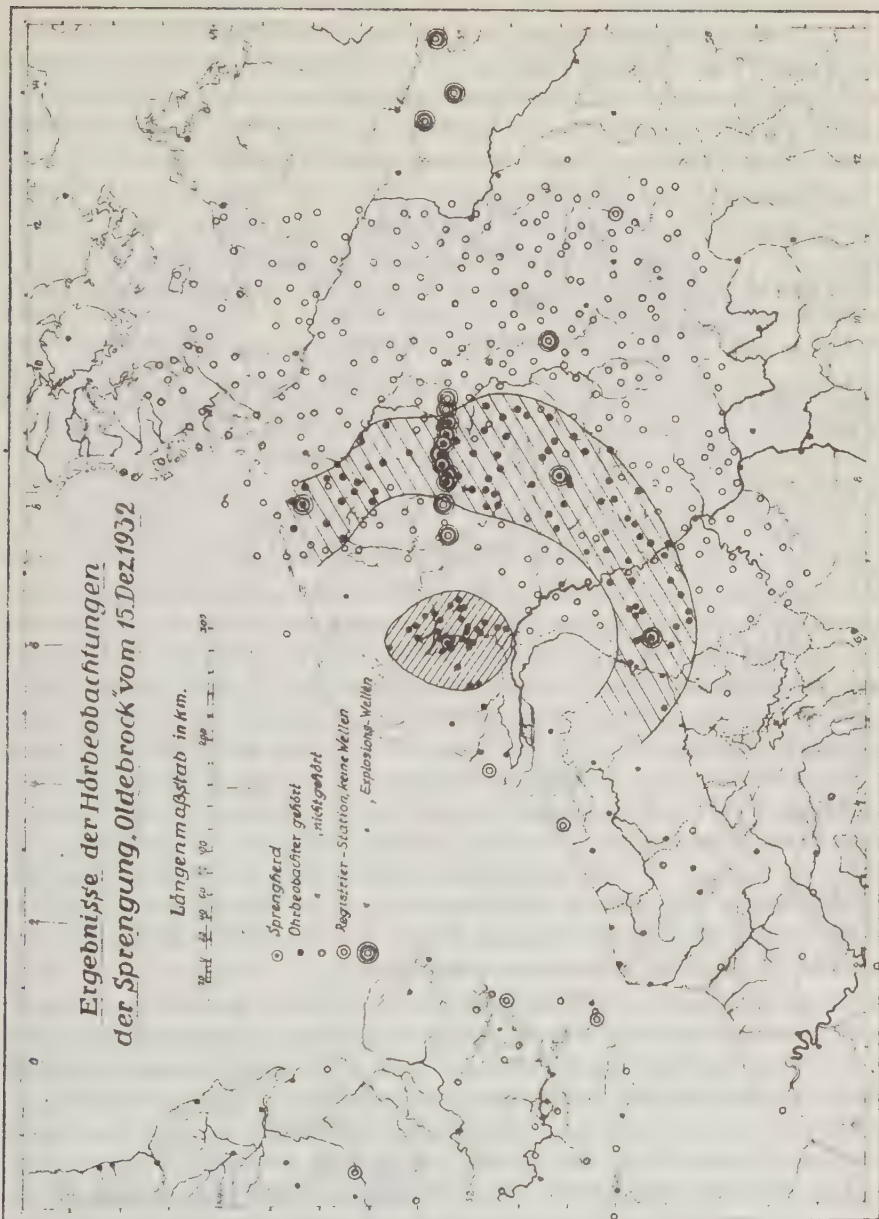


Fig. 1

Geschwindigkeit fortpflanzt, entsprechend einem rein adiabatischen Vorgang im Druckwellenmechanismus.

In etwa 50 bis 60 km Entfernung vom Sprengherd ist dieser Schall nicht mehr hörbar gewesen, eine Zone des Schweigens hat eingesetzt, in der die Explosionswellen allerdings noch mit den bedeutend empfindlicheren und auch nichthörbaren Frequenzen aufzeichnenden Registriergeräten, denselben Gesetzen gehorchend, bis etwa 130 km Entfernung nach Osten nachgewiesen werden konnten.

In einer Herdentfernung von beiläufig 140 km im Minimum wurde dann wieder Schall beobachtet, der bis in Entfernungen von beiläufig 215 km von 90 Stationen einwandfrei gemeldet worden ist. In dieser „äußeren Zone der Hörbarkeit“ entsprechen die gemeldeten scheinbaren Oberflächengeschwindig-

keiten, das ist $\frac{\text{Herdentfernung}}{\text{Laufzeit}}$, solchen von 280 m/sec am inneren Rand bis

305 m/sec am äußeren Rand dieser Zone. Diese scheinen also nicht den einfachen Gesetzen der Schallphysik zu entsprechen. Erst wenn man Schallwege annimmt, die auch aus anderen auf der Schichtung der Atmosphäre beruhenden Gründen erheblich größer sind als die am Erdboden gemessene Herdentfernung, kann man wieder die Schallphysik anwenden. In der Tat steigen nun diese Bahnen mit großer Wahrscheinlichkeit bis in Höhen von 35 bis 45 km bei diesem Versuch an.

Jenseits der genannten 215 km Entfernung setzte dann eine neue Zone des Schweigens ein. Diese enge äußere Begrenzung der „anormalen Hörschallzone“ ist in unserem Fall im wesentlichen bedingt gewesen durch eine Luftpörpergrenze zwischen vom Westen vordringender Warmluft und einem kalten Luftkissen, welches von einem südrussischen Hochdruckgebiet vorgeschoben war. Diese Luftpörpergrenze, die im Südosten und Osten sehr genau mit der Grenze der anormalen Zone der Hörbarkeit zusammenfällt, hat die Schallenergie ganz erheblich geschwächt. So ist es auch zu erklären, daß über die äußere Hörgrenze hinaus Druckwellen nur noch durch die empfindlicheren Registriergeräte nachgewiesen werden konnten. Dies ist mit Sicherheit noch bis etwa 300 km (Göttingen) der Fall gewesen. In größeren als den genannten Entfernungen ist im Osten wenigstens bis zum 12. Längengrad, der Grenze der eingesetzten Hörbeobachterzone, kein Hörschall nachzuweisen gewesen.

Infolge der starken Bodeninversion der Temperatur im östlichen Bezirk mußte innerhalb der Zone der anormalen Explosionswellenwahrnehmung ein Teil der Energie der von oben einfallenden Druckwellen an dieser Inversion wieder in die Atmosphäre hineinreflektiert werden, um dann in der doppelten Entfernung mit doppelter oder auch an drei- bis vierfacher Entfernung mit drei- bzw. vierfacher Laufzeit nach Wiederholung dieses Vorganges wiederum den Erdboden zu erreichen. Für die Wahrnehmung durch das Ohr waren diese Energien allerdings zu schwach, wohl aber haben unsere Registriergeräte diesen Vorgang bis in 555 km Entfernung verbürgt nachgewiesen. (Registrierergebnisse von Potsdam, Kummersdorf und Lindenberg.)

Während sich diese Angaben auf den östlichen in Deutschland gelegenen Teil des Versuchsfeldes beziehen, fällt nun das anders geartete Aussehen der äußeren Hörbarkeitszone im Westen auf. Dazu ist folgendes zu bemerken. Im Norden endet die Hörbarkeitszone naturgemäß an der Nordsee, da dort keine Beobachtungsstationen mehr vorhanden waren bzw. die um Beobachtung gebetenen Schiffsbesatzungen durch andere Geräusche — am Berichtstage speziell durch das ständige Heulen der Nebelsirenen — an einer sicheren Beobachtung gehindert wurden. In dem sehr dünnen Beobachtungsnetz Belgiens sind im Süden bis Südwesten vom Sprengherd noch einige wenige sichere Schallbeobachtungen gemeldet worden. Dann mußte die Zone in der Zeichnung abgebrochen werden, da keine positiven Beobachtungen sowohl in Frankreich als auch in Belgien und Holland mehr vorliegen. Aus den beiden noch auf dem Festlande in Holland gelegenen westlichen Registrierstationen läßt sich mit Sicherheit kein Rückschluß auf etwa mögliche Hörbeobachtung ziehen, weil an beiden Stationen die Registrierungen nicht so einwandfrei gelungen sind, daß man aus dem Nichtvorhandensein einer erkennbaren Druckamplitude auf ihr gänzliches Fehlen sicher schließen kann. Auf jeden Fall mußte die Energie dort aber sehr schwach gewesen sein, sonst hätten die Geräte trotz der durch mechanische Störung bedingten Empfindlichkeitsherabsetzung doch etwas erkennen lassen müssen. In England sind drei im Südosten der Insel gelegene Registrierstationen nach Mitteilung des Organisators des englischen Netzes einwandfrei nicht von merklichen Schallimpulsen erreicht worden. In der „Nature“ sind von Prof. Whipple Angaben über Wahrnehmungen von Laienbeobachtern gemacht worden, die er in Zusammenhang mit unserem Sprengversuch bringt. Die kritische Durchsicht des Materials hält aber dem Maßstab, der bei uns an die Realitätserklärung einer Beobachtung gelegt wird, keineswegs stand. Ihnen fehlt auch jede Bestätigungsform, wie etwa Wiederholung des Schallimpulses im 6-Minuten-Abstand, plausible Laufzeit usw., so daß wir diese Beobachtungen als negativ verlaufen in die Karte eingetragen haben. Bestärkt wurden wir in dieser Auffassung durch den negativen Ausfall der empfindlicheren Registrierungen in England.

Einen ersten rohen Versuch zur Feststellung, ob und wo überhaupt im Westen Druckstörungen veranlaßt durch den Sprengversuch hätten auftreten können, kann man nun an Hand der erzielten Ergebnisse bereits anstellen, ehe die definitive Bearbeitung der Ergebnisse vorliegt, da für diese Abschätzung keine allzu genaue Lage der Bahnkurve erforderlich ist. Man kann aus der Laufzeitdarstellung der Stationen auf dem Profil eine ungefähre Verteilungskurve der Schallgeschwindigkeiten mit der Höhe ableiten und aus den zirkular angeordneten Registrierstationen auch den Windanteil in großen Höhen abschätzen, so daß sich mit einiger Annäherung auch die gleiche Verteilungskurve für eine Stationsfolge im Westen des Schallherdes folgern läßt. Während hieraus die Höhen, in denen aus dem Vorhandensein einer Schicht hoher Laufgeschwindigkeiten — wahrscheinlich also einer warmen Schicht von beiläufig Bodentemperatur und darüber — eine Reflexion oder Umbiegung der Schallwellen notwendig wird, im Osten

sich zu etwa 46 km für den inneren Rand der Zone und etwa 34 km für den äußeren Rand der Zone ableiten lassen, werden die entsprechenden Werte für den Westen beide nahe gleich zu etwa 47 km Höhe ermittelt. Das würde heißen, daß die anormale Zone der Hörbarkeit im Westen sehr schmal werden und sich etwa zwischen 140 und 165 km erstrecken müßte. Wenn dieser von Dr. Duckert durchgeführten Abschätzung vorläufig auch nur eine ganz beiläufige Genauigkeit zukommen kann, so geht doch daraus hervor, daß die Zone der Hörbarkeit im Westen im wesentlichen in der Nordsee verlaufen muß, was das Fehlen von Ohrbeobachtungen erklären würde. Interessant ist, daß die Zone dann auch zwischen den holländischen Registrierstationen Waalsdorp und Vlissingen verlaufen würde, was durch das Fehlen von Registrierergebnissen eine ganz brauchbare Bestätigung dieser Überschlagsrechnungen darstellen könnte.

Die Arbeitshypothese, von der bei der Auswahl der Registrierstationen und des Ohrbeobachternetzes ausgegangen war, bestand darin, daß die Schallumkehr aus den Höhen von beiläufig 40 bis 50 km Höhe erfolgt, wahrscheinlich infolge eines starken sprunghaften Ansteigens der Temperatur, die hierbei Werte erreicht, die die am Erdboden gemessenen übersteigen müssen. Das erzielte Ergebnis hat sich ganz und gar in den Rahmen dieser Arbeitshypothese einpassen lassen und ist vollkommen wie erwartet verlaufen. Das besagt nun allerdings noch nicht, daß das Ergebnis nicht auch durch andere Theorie ebenso oder besser dargestellt werden kann. Es zeigt aber, daß wir uns auf dem richtigen Wege zur Lösung der allgemein interessierenden Probleme befinden.

Erwähnt sei hier noch kurz, daß auch der meteorologische Zustand der Atmosphäre am Versuchstage durch verstärkte Meßtätigkeit eingehend studiert worden ist, und daß die hierbei erzielten Ergebnisse ganz wesentlich zur Klärung des Ausbreitungsphänomens beigetragen haben.

Neben den Verdiensten, die die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und die an den Messungen beteiligten Forschungsinstitute sich erworben haben, sei am Schluß nochmals mit besonderer Anerkennung der zahlreichen freiwilligen Beobachter gedacht, durch deren Mühewaltung wir das schöne Ergebnis haben erzielen können.

Die Wetterlage und die Schichtung der Atmosphäre am 15. Dezember 1932, dem Sprengtag von Oldebroek

Von Dr. Paul Duckert, Berlin — (Mit 3 Abbildungen)

Es wird eine Beschreibung der atmosphärischen Zustände am 15. Dezember 1932 gegeben und durch drei Figuren illustriert. Weiter wird eine vollständige Zusammenstellung aller aerologischen Messungen dieses Tages für das Schallausbreitungsgebiet der Sprengung Oldebroek gegeben. Aus dieser und den Fundorten der hohen Registrierballone wird eine Verteilung der Schallgeschwindigkeiten mit der Höhe bis in 20 km abgeleitet, die weiteren Bahnrechnungen zugrunde gelegt werden kann.

Das über Süddeutschland lagernde Hochdruckgebiet ist durch nächtliche Ausstrahlung verstärkt worden und hat sich weiter nach Osten verlagert. Auch der ganz Mitteldeutschland aufliegende Ausläufer desselben ist noch verstärkt worden. In Mittelskandinavien ist das Hochdruckgebiet hingegen bereits vollkommen abgebaut worden. Auch im Westen Europas ist der Abbau bereits stark gefördert, und zwar durch eine kräftige Zyklone im Norden Islands. Die im westlichen Europa in der Höhe schon längere Zeit lagernde Warmluft ist dort im Laufe des 14. Dezember 1932 zum Erdboden herabgekommen. Die Morgenwetterkarte vom 15. Dezember 1932 zeigt das weitere Vordringen des Abbaues nach Osten. In den Frühaufstiegen der aerologischen Aufstiegsstellen vom 15. Dezember ist diese Wetterlage ebenfalls außerordentlich deutlich ausgeprägt. Die Aufstiege von Hannover, Gardelegen, Darmstadt, Friedrichshafen, Kummersdorf und Lindenberg zeigen die Luftmassengrenze noch sehr deutlich, während in Wilhelmshaven, Hamburg, Lingen und Ucele die Warmluft dem Boden bereits aufliegt bzw. nahezu aufliegt. Damit hat ein grundlegender Wetterumschlag auf dem Kontinent festen Fuß gefaßt, der mit dem Heranziehen von kräftigen Tiefdruckgebieten das Wetter in Mitteldeutschland gänzlich beherrschen wird. In der Warmluft, in Westdeutschland also bereits von wenig über dem Erdboden ab, in Mittel- und Ostdeutschland über der nach Osten ansteigenden Inversion beginnend, wehen sehr einheitliche Westwinde bis in Höhen von 20 km und wahrscheinlich noch weit darüber hinaus. Die Stratosphärengrenze liegt in Deutschland in über 11 km Höhe, ihre Temperaturen sind beiläufig zu -60°C bestimmt worden.

In der nachstehenden Wetterkarte (Fig. 1) vom 15. Dezember 1932 früh 8 Uhr sind die bodenmeteorologischen Verhältnisse über dem Sprengversuchsgebiet skizziert. Die Grenze der beiden Luftmassen ist in ihrem ungefähren Verlauf eingetragen worden. Sie kennzeichnet sich in ziemlicher Breite rein äußerlich durch die beobachteten Temperatursprünge, sowie durch einen breiten Dunst- und Nebelstreifen. Genauer fixiert konnte sie nur unter Hinzuziehung des aerologischen Materials werden, da in ganz geringen Höhen über dem Erdboden bereits eine

deutliche Windsprunggrenze aus demselben abgelesen werden kann, die am Erdboden nicht sonderlich klar zum Ausdruck kommt.

Der Einfluß auf die Ausbreitung des Hörschalles ist ganz augenfällig gegeben gewesen, indem die äußere Grenze der anormalen Hörbarkeitszone nahezu mit der Luftmassengrenze zusammenfällt. Für die Zeichnung ist dadurch an unsicheren meteorologischen Stellen eine einfache Hilfe gegeben gewesen. Die Begrenzung der Hörzone ist insofern physikalisch ganz einfach erklärlich, als die Inversionsschicht keine oder nur sehr geringe Schallenergie von oben nach unten durchdringen läßt.

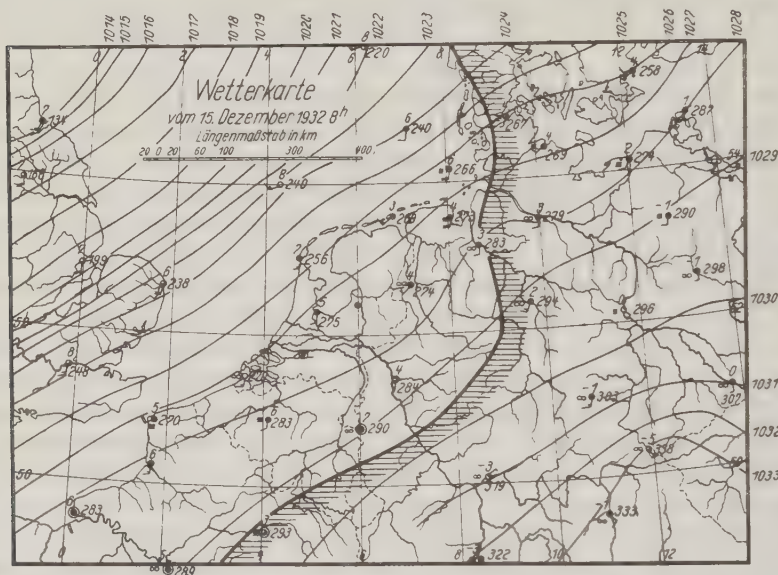


Fig. 1. Wetterkarte vom 15. Dezember 1932, 8 Uhr

Die Übersicht der aerologischen Verhältnisse wird erleichtert durch die beiden Vertikalschnitte durch die Atmosphäre vom Sprengherd nach Osten und vom Sprengherd nach Süden gerichtet, die ich nachstehend wiedergebe (Fig. 2 und 3). In diese sind die Isoplethen der wahren Temperaturen eingetragen, soweit sie aus den vorliegenden Messungen gewährleistet erscheinen. Leider läßt sich das Nord-Südprofil (Fig. 3) nur bis etwa 6 km Höhe durchführen, da es nicht durch Registrierballonaufstiege gestützt werden kann, sondern nur auf Fessel- und Flugzeugaufstiegen basiert ist. Das West-Ostprofil ließ sich bis in die Stratosphäre hinein fortsetzen.

Ehe auf spezielle Anwendung des Materials auf die Sprengergebnisse eingegangen wird, soll im nachstehenden das aerologische Material, soweit es für

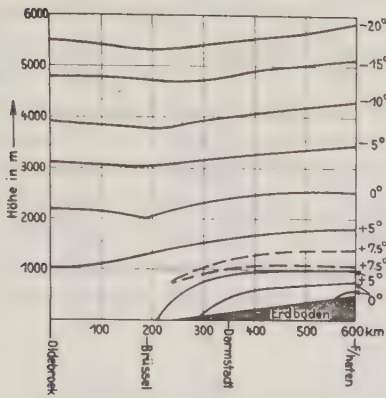


Fig. 2
Schnitt durch die Atmosphäre in
Nord-Südrichtung vom 15. De-
zember 1932

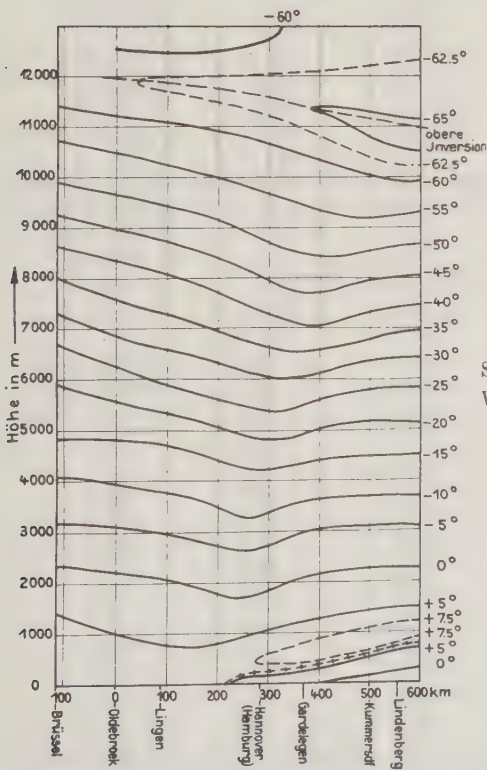


Fig. 3
Schnitt durch die Atmosphäre in
West-Ostrichtung vom 15. De-
zember 1932

das Schallausbreitungsgebiet praktisch Bedeutung hat, im einzelnen zusammen- gestellt werden. Bemerken möchte ich hier, daß der Präsident der Internationalen Kommission zur Erforschung der freien Atmosphäre, Geheimrat Hergesell, alles aufgeboten hat, um das Material recht mannigfaltig zu gestalten. Daß es nicht so umfangreich geworden ist und sich nicht bis in die größten Höhen erstreckt, die überhaupt erreichbar sind, ist eine Tücke des Objektes und der Wetterlage selbst gewesen. Wenn nicht schon die niedrigen Wolken die Windmessungen in der Höhe zu sehr erschwerten, so machten hohe Wolken der Ballonverfolgung ein Ende, so daß über 6000 m Höhe durch direkte Messung keine Höhenwinde mehr bekannt geworden sind. Während aus Registrierballonaufstiegen noch mittlere Winde bis in etwa 20 km Höhe abgeschätzt werden können und auch Temperaturmessungen bis in dieses Niveau erhalten sind, liegt darüber hinaus leider kein direktes Meßergebnis vor.

Tabelle I. Aerologische Temperaturmessungen

1. Lindenberg. 15. Dezember 1932. 07^h 54'. Registrierballonaufstieg

	Höhe m	Luftdruck mbar	Temperatur °C	Rel. Feuchtigkeit %	Wind m/sec
Am Boden	116	1015	— 2.2	90	SSW 5
	750	939	+ 7.2	79	SWzW 5
	970	913	+ 7.9	72	SWzW 5
	1750	831	+ 3.7	64	WSW 3
	2560	751	— 2.0	64	WzS 5
	3530	664	— 8.7	66	WSW 6
	4610	576	— 17.6	68	WSW 10
	4770	564	— 18.1	69	WSW 12
	5910	483	— 26.2	72	WSW 17
	6990	415	— 35.7	72	in 10/10 astr
	8110	352	— 44.5	70	
	9330	292	— 55.5	69	
	10450	244	— 64.7	68	
	10830	229	— 65.4		
	11080	220	— 66.3		obere Inversion
	11750	197	— 62.2		
	12180	184	— 62.5		
	13000	161	— 60.0		
	13320	153	— 61.2		
	13590	147	— 60.0		
	14190	133	— 61.6		
	14510	127	— 60.4		
	15510	108	— 61.4		
	15900	101	— 62.5		
	16240	96	— 60.7		
	17070	84	— 60.7		
	18030	72	— 63.3		
	19020	61	— 64.0		

Aus Windmessung und Landeort kann gefolgert werden, daß der Ballon sich zwischen 6000 und 19000 m Höhe im Mittel mit 18 m/sec nach Osten bewegt hat, also im Mittel ein Wind von W 18 m/sec herrschte.

2. Lindenberg. 15. Dezember 1932. 11^h 54'. Registrierballonaufstieg

	Höhe m	Luftdruck mbar	Temperatur °C	Rel. Feuchtigkeit %	Wind m/sec
Am Boden	116	1016	+ 0.2	89	SzW 4
	310	992	— 1.0	89	
	580	959	+ 7.3	80	WNW 5
	860	927	+ 7.3	80	WzN 7
	1420	865	+ 5.0	70	WzN 7
	2140	792	— 0.3	80	W 7
	3110	700	— 7.0	88	SW 14
	3740	645	— 9.6	92	WSW 15
	4680	571	— 15.7	.	in 10/10 astr
	5860	487	— 24.2	eingefroren	
	6830	425	— 31.2		
	7970	361	— 39.8		
	8840	317	— 46.4		
	9850	272	— 53.5		
	10900	231	— 61.0		obere Inversion
	12000	193	— 60.6		
	12260	185	— 61.3		
	13280	157	— 60.5		
	14010	140	— 59.0		
	14250	135	— 59.4		
	14910	121	— 58.2		
	15570	109	— 59.5		
	16040	101	— 59.5		
	17120	85	— 61.6		
	17840	76	— 60.5		
	19180	61	— 60.8		

Aus Windmessung und Landeort kann zwischen 4000 und 19200 m Höhe ein mittlerer Wind von WzS 20 m/sec abgeleitet werden.

3. Lingen. 15. Dezember 1932. 08^h 14'. Registrierballonaufstieg

	Höhe m	Luftdruck mbar	Temperatur °C	Rel. Feuchtigkeit %	Wind m/sec
Am Boden	20	1029	+ 5.0	88	S 1
	330	992	+ 6.2	91	SW 8
	880	927	+ 3.8	100	in Wolken
	1220	888	+ 5.0	90	
	1870	820	+ 2.2	54	
	2730	736	— 3.2	42	
	3940	633	— 11.6	27	
	4890	560	— 16.0	18	
	5820	493	— 24.7	18	
	7380	396	— 35.5	16	
	8180	353	— 40.3	16	
	9930	271	— 52.4	.	
	10710	240	— 58.3		
	11440	213	— 61.8		
	11940	197	— 62.6		obere Inversion
	12750	173	— 59.2		
	13890	144	— 59.2		
	14830	124	— 56.6		

Aus Windmessung und Landeort läßt sich zwischen 500 und 15000 m eine mittlere Windstärke von W 16 m/sec ableiten.

4. Hamburg-Fuhlsbüttel. 15. Dezember 1932. 08^h 03'. Registrierballonaufstieg

	Höhe m	Luftdruck mbar	Temperatur °C	Rel. Feuchtigkeit %	
Am Boden	15	1027	+ 3.5	89	
	160	1009	+ 4.9	100	in Wolken
	310	991	+ 4.0	100	
	600	956	+ 6.1	50	
	1870	817	— 2.6	95	
	1970	807	— 2.0	44	
	3310	679	— 9.3	20	
	4200	605	— 14.5	20	
	5760	489	— 27.5	13	
	7000	411	— 38.3	13	
	7740	368	— 43.8	.	
	8280	339	— 48.8	.	
	8910	308	— 50.8	.	
	9510	281	(— 52.1)		(Ventilation ungenügend)

5. Kummersdorf. 15. Dezember 1932. 08^h 0'. Registrierballonaufstieg

	Höhe m	Luftdruck mbar	Temperatur °C	Rel. Feuchtigkeit %	Wind m/sec
Am Boden	60	1022	+ 0.2	93	WSW 2.0
	465	973	+ 6.0		
	580	960	+ 6.0		WSW 3.6
	740	941	+ 6.7		WSW 3.0
	920	921	+ 7.3		WSW 2.0
	1110	900	+ 7.3		WSW 2.0
	1490	859	+ 6.3		WSW 3.5
	1840	823	+ 3.5		WSW 7.8
	2270	783	+ 1.2		WSW 7.2
	2600	749	— 1.8		WSW 6.8
	2880	727	— 3.6		WSW 6.5
	3420	675	— 7.4		WSW 10.8
	3790	645	— 9.9		WSW 8.9
	4160	615	— 12.6		WSW 9.3
	4530	585	— 15.2		WSW 11.5
	4900	557	— 17.8		WSW 16.8
	5270	532	— 20.4		WSW 19.5
	5640	505	— 23.0	Temperatur unsicher, verstrahlt?	WSW 19.5
	6010	483	— 25.6		WSW 19.0
	6620	443	— 29.4		in Wolken 10/10 astr
	7150	411	— 32.8		
	7350	400	— 34.0		

Gipfelhöhe nicht auswertbar.

Als Ergänzung kann mit einiger Unsicherheit von bis etwa — 5% (Angabe von Kölzer) das Ergebnis einer Radiosonde (Modell Dr. Gräw ohne Druckangabe) um 11^h dienen.

6. Kummersdorf. 15. Dezember 1932. 11^h 12'. Radiosonde.

Höhe m	Temperatur °C	Höhe m	Temperatur °C
Boden	+ 1.0	8920	— 52.5
2180	0.0	9800	— 57.0
4640	— 16.5	10050	— 56.5
7120	— 38.5	10250	— 58.0
7840	— 45.5	11000	— 58.0

7. Gardelegen. 15. Dezember 1932. 12^h Flugzeuganstieg

Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %	Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %
Am Boden	1023	+ 4.0	85	3200	690	— 6.2	66
490	967	+ 7.0	90	3400	675	— 7.1	66
890	927	+ 6.8	90	3780	645	— 10.9	55
1560	845	+ 3.4	90	4430	590	— 14.4	47
2560	753	— 2.7	90	5230	530	— 18.7	41
2660	742	— 3.2	95				

5/10 acu 2700—2800 m stcu im Norden in etwa 2000 m. Ast, cist, ci und ci-fil im Süden.

8. Darmstadt. 15. Dezember 1932. 8^h Flugzeuganstieg.

Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %	Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %
Am Boden	1009	— 3.6	97	2320	778	+ 1.5	62
910	926	+ 7.7	73	3260	691	— 5.2	78
1140	900	+ 8.1	69	3500	670	— 6.2	78
1640	846	+ 5.1	66	4590	581	— 13.3	70
1880	821	+ 3.2	66	5260	532	— 18.0	68
2120	798	+ 2.8	63				

Nebel bis 300 m. Im Norden 2/10 st in 2400 m, in 3200 ast. Über Gipfel 8/10 cicu und cist.

9. Darmstadt. 15. Dezember 1932. 14^h Flugzeuganstieg.

Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %	Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %
Am Boden	1010	+ 1.9	84	3550	666	— 7.2	80
400	983	+ 1.5	82	4260	606	— 10.5	77
1010	912	+ 7.4	75	4750	570	— 14.2	80
1290	884	+ 7.6	68	5100	542	— 17.0	80
1910	818	+ 3.9	67	5250	533	— 17.2	76
2180	791	+ 3.1	66	5400	523	— 18.2	72
2470	764	+ 0.4	68				

Dunst bis 400 m. 4/10 acu 3600—3800 m aus SW heranziehend. Am S- und N-Horizont 2/10 cist. Über Gipfel im E 1/10 ast.

10. Friedrichshafen. 15. Dezember 1932. 8^h Fesselballonaufstieg.

Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %	Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %
Am Boden	982	+ 0.2	98	2280	781	+ 1.5	48
500	970	— 0.4	98	2510	760	+ 0.0	42
620	959	— 0.3	98	2920	720	— 2.3	43
710	949	— 1.0	98	3040	710	— 2.5	42
1030	912	+ 8.2	41	3230	693	— 4.1	47
1160	897	+ 7.7	42	3370	681	— 4.8	45
1330	880	+ 7.7	43	3830	642	— 8.0	59
1510	860	+ 6.7	43	3990	629	— 8.3	56
1640	846	+ 6.3	43	5010	549	— 13.5	53

Dichter Nebel.

11. Friedrichshafen. 15. Dezember 1932. 15^h. Fesselballonaufstieg.

Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %	Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %
Am Boden	983	+ 0.7	98 ₈	2520	759	+ 0.5	42
610	959	— 0.4	98	2780	734	— 0.6	40
780	941	+ 6.0	51	3330	685	— 5.1	60
1050	910	+ 8.9	40	3480	672	— 5.1	58
1220	892	+ 8.1	40	3970	628	— 7.7	58
1340	879	+ 8.1	40	4220	610	— 8.1	54
2100	799	+ 3.2	39	5150	537	— 14.9	53

Dichter Nebel.

12. Hannover. 15. Dezember 1932. 08^h 35'. Flugzeuganstieg.

Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %	Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %
Am Boden	1023	+ 2.8	87	1490	855	+ 2.4	90
160	1004	+ 6.2	79	2900	715	— 7.1	98
240	995	+ 5.8	80	3530	659	— 11.9	98
485	967	+ 7.1	85	3940	624	— 15.1	58
710	940	+ 6.5	86	4740	561	— 20.4	43
990	908	+ 6.5	76				

Obere Dunstgrenze in 800 m, darauf einzelne frst und freu, die sich im N, NW und W zusammenschließen. 9/10 steu in 1600—2100 m und acu mit freien Schichten. Ab 2500 m Dunst, der in 2600 m nbst verdichtet mit mäßigem Regen. Oberfläche der nbst in 3600 m gewellt, einzelne Quellformen bis 3900 m. Darüber wolkenfrei bis Gipfel. Über Gipfel im S dichte ast-Bank, im N wolkenlos.

13. Lindenberg. 15. Dezember 1932. 6^h. Drachenaufstieg.

Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %	Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %
Am Boden	1014	— 2.6	94	830	930	+ 10.5	52
430	978	+ 10.2	55	1740	831	+ 4.0	55

14. Wilhelmshaven. 15. Dezember 1932. 10^h.

Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %	Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %
Am Boden	1027	+ 3.6	98	1510	853	+ 4.0	80
800	933	+ 2.2	98	2020	800	+ 0.8	75
870	925	+ 6.8	80	2420	760	— 1.9	70
1160	893	+ 5.2	80	2980	707	— 4.4	50

15. Duxford. 15. Dezember 1932. 10^h. Flugzeugaufstieg.

Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %	Höhe m	Luft- druck mbar	Tempe- ratur °C	Relative Feuchtigkeit %
200	995	+ 7.0	95	2000	799	— 1.0	75
500	959	+ 6.0	95	2500	751	— 2.0	55
1000	904	+ 4.0	85	4000	621	— 8.0	
1500	850	0.0	95				

16. Brüssel. 15. Dezember 1932. 7^h 30'. Registrierballonaufstieg.

	Höhe m	Luftdruck mbar	Temperatur °C	Rel. Feuchtigkeit %	Wind m/sec
Am Boden	100	1016	+ 6.1	98	SSW 3
	740	939	+ 6.7		
	1300	877	+ 4.1		
	1640	841	+ 1.8		
	2030	801	+ 0.8		
	2690	737	— 3.8		
	3510	664	— 8.4		
	3670	651	— 9.0		
	4100	615	— 12.8		
	4690	569	— 17.0		
	5140	536	— 19.7		
	5360	520	— 22.2		
	5640	500	— 23.0		
	6060	472	— 25.5		
	6510	443	— 27.3		
	6810	425	— 29.2		
	7170	404	— 31.8		
	7530	384	— 34.4		
	7960	361	— 37.1		
	8290	344	— 38.7		
	8610	328	— 42.3		
	8970	311	— 45.0		
	9360	293	— 47.7		
	9780	275	— 50.7		
	10140	260	— 53.6		
	10520	245	— 55.9		
	10860	232	— 58.0		
	11400	213	— 60.0		
	11790	200	— 61.8		
	12040	192	— 62.7		obere Inversion
	12340	183	— 61.6		
	12550	177	— 60.0		
	12840	169	— 58.2		

17. Brüssel. 15. Dezember 1932. 10^h 30'. Registrierballonaufstieg.

	Höhe m	Luftdruck mbar	Temperatur °C	Rel. Feuchtigkeit %	Wind m/sec
Am Boden	100	1016	+ 8.5	93	SSW 3
	400	980	+ 7.1		
	640	950	+ 5.8		
	700	945	+ 7.1		
	830	929	+ 7.5	100	
	960	914	+ 7.4		
	1320	874	+ 5.1		
	1770	828	+ 2.9		
	2020	802	+ 1.6	45	
	2260	789	+ 1.7		
	2760	732	— 2.6	58	
	3480	668	— 6.2		

Höhe m	Luftdruck mbar	Temperatur °C	Rel. Feuchtigkeit %	Wind m/sec
4240	605	— 10.9	26	
4780	564	— 15.3		
5200	533	— 17.2		
5290	526	— 17.4	22	
5580	506	— 17.5		
6250	462	— 21.9		
6960	420	— 26.7		
7330	399	— 30.3		
7510	389	— 30.9		
8110	357	— 35.6		
8800	323	— 41.2		
9500	291	— 46.8		
10060	267	— 51.0		
10510	249	— 54.7		
11650	208	— 58.9	17	

18. Brüssel. 15. Dezember 1932. 18^h 30'. Registrierballonaufstieg.

	Höhe m	Luftdruck mbar	Temperatur °C	Rel. Feuchtigkeit %	Wind m/sec
Am Boden	100	1016	+ 7.6	94	SW 5
	420	977	+ 7.6		
	520	965	+ 7.1	88	
	840	928	+ 7.6		
	1340	873	+ 5.1		
	2080	797	+ 2.1	34	
	2340	743	— 0.2		
	2900	720	— 0.3	49	
	3530	665	— 4.2	28	
	4220	608	— 8.8		
	4760	567	— 13.2		
	5370	523	— 17.9	29	
	5840	491	— 20.7		
	6070	480	— 20.7		
	6760	433	— 25.7		
	7400	396	— 31.0	37	
	8200	353	— 36.7		
	9030	313	— 43.2		
	9650	285	— 48.7		
	10370	255	— 54.7		
	10990	231	— 59.2		
	11410	216	— 62.0		
	11790	203	— 63.5		
	12130	192	— 66.6		
	12390	184	— 64.6	41	obere Inversion

Tabelle 2. Höhenwindmessungen

1. Lindenberg. 15. Dez. 1932. 07^h 54'

Windmessung aus Registrierballon

m	m/sec
Am Boden 116	SSW 5
410—700	SWzW 4
700—980	SWzW 5
980—1270	SW 8
1270—1550	WSW 6
1550—1840	WSW 3
1840—2420	WzS 4
2920—2990	WzS 5
2990—3560	WSW 6
3560—4150	WzS 9
4150—4740	WSW 12
4740—5330	WSW 18
5330—5630	WSW 17
in Wolken	Aus Landeort folgt
5630—19020	W 18

2. Lindenberg. 15. Dez. 1932. 11^h 58'

Windmessung aus Registrierballon

m	m/sec
Am Boden 116	SzW 4
470—820	WNW 5
820—1170	WzN 7
1170—1520	WzN 7
1520—1880	WzN 8
1880—2240	W 7
2240—2600	WSW 8
2600—2960	SW 12
2960—3300	SW 14
3300—3620	SWzW 16
3620—3940	WSW 15
in Wolken	Aus Landeort folgt
3940—19180	WzS 20

3. Kummersdorf. 15. Dez. 1932. 08^h 0'

Windmessung aus Registrierballon

m	m/sec
Am Boden 60	WSW 2.0
580	WSW 3.6
740	WSW 3.0
920	WSW 2.0
1110	WSW 2.0
1490	WSW 3.5
1840	WSW 7.8
2240	WSW 7.2
2600	WSW 6.8
2880	WSW 6.5
3420	WSW 10.8
3790	WSW 8.9
4160	WSW 9.3
4530	WSW 11.5
4900	WSW 16.8

m	m/sec
5270	WSW 19.5
5640	WSW 19.5
6010	WSW 19.0

4. Aachen. 15. Dezember 1932. 09^h

m	m/sec
Am Boden	Windstille
400	SWzS 2
600	SzW 4
800	SW 5
1400	SW 10
2200	SWzW 8
2600	SWzW 9
3000	SWzW 12
3400	SWzW 9

5. Berlin. 15. Dezember 1932. 09^h

m	m/sec
Am Boden	SSE 2
200	SW 2
300	WzN 3
500	WNW 4
700	W 5
1000	WSW 5
1500	WSW 7
2000	SWzW 8
2500	SW 7

6. Berlin. 15. Dezember 1932. 13^h

m	m/sec
Am Boden	S 2
100	S 3
500	SzW 4
800	WSW 5
1000	WSW 9
1500	WzS 12
2000	WSW 15
2300	WSW 15

7. Bitterfeld. 15. Dezember 1932. 13^h

m	m/sec
Am Boden	S 4
200	SWzS 4
500	WSW 2
700	WzN 2
1000	WzN 4
1500	WzN 6

8. Breslau. 15. Dezember 1932. 09^h

m	m/sec
Am Boden	Windstille
200	SzE 2
500	SWzW 2
700	SzW 4

m	m/sec	
1000	S	4
1500	SzE	4
2000	SzE	6
3000	W	4
4000	NW	10
4500	WzN	9
5000	W	7
5300	WzS	9

9. Danzig. 15. Dezember 1932. 10^h 30'

m	m/sec	
Am Boden	SW	3
200	SW	7
500	WSW	15

10. Dortmund. 15. Dezember 1932. 09^h

m	m/sec	
Am Boden	Windstille	
200	SSW	2
500	SW	2
700	SW	4
1000	SWzW	7
1300	WSW	8

11. Dortmund. 15. Dezember 1932. 13^h

m	m/sec	
Am Boden	WSW	1
200	WSW	4
500	WSW	6

12. Dresden. 15. Dezember 1932. 08^h 30'

m	m/sec	
Am Boden	SE	4
200	SE	4
500	SzE	5
800	WzN	2
1000	NW	2
1500	NWzW	3
2100	WNW	5
2600	W	4
3000	WzS	5
4000	WSW	8
4200	WzS	8

13. Dresden. 15. Dezember 1932. 13^h 25'

m	m/sec	
Am Boden	SE	2
200	SE	3
500	SzE	3
800	WzN	4
1000	W	4
1500	WSW	4
2100	WSW	4
2600	WzS	6
3000	WzS	7
4100	W	8

14. Erfurt. 15. Dezember 1932. 08^h

m	m/sec	
Am Boden	SSW	4
300	WNW	2
500	W	2
700	W	3
1000	W	3
1500	W	6
2000	WSW	6
2500	SWzW	6
3000	WSW	8
3200	NW	8

15. Frankfurt a. M. 15. Dez. 1932. 11^h

m	m/sec	
Am Boden	Windstille	
200	SE	2
500	SEzS	1
800	SzE	5
1000	SWzS	5

16. Frankfurt a. M. 15. Dez. 1932. 14^h

m	m/sec	
Am Boden	S	2
200	S	3
500	SSW	5
800	SWzS	7
1000	WSW	9
1500	SWzW	8
2000	SW	12
2500	WzS	14
3000	SW	15
3500	SWzW	12
4000	WSW	15
4500	WSW	19
5000	WzS	16
5500	WSW	18
6000	W	14
6500	WzS	20
7000	WzS	22
7500	WzS (29) geschwommen?	

17. Friedrichshafen. 15. Dez. 1932. 07^h 48'

m	m/sec	
Am Boden	WzS	3
600	NWzN	1
800	WzS	2
1100	WNW	2
1300	SWzW	3
1500	WSW	4
1900	WSW	5
2200	W	5
2700	W	4
3100	WzN	5
3600	WNW	5
4000	W	6
4500	W	8
4900	WzS	7

18. Friedrichshafen. 15. Dez. 1932. 14^h 25'

m	m/sec
Am Boden	EzS 1
500	NW 1
700	Windstille
900	WSW 2
1000	SW 3
1300	SW 4
1500	WzS 2
1800	WzS 3
2100	W 4
2600	W 3
3000	WzS 3
3400	WSW 5
3800	WzS 6
4100	WzS 7
4500	WzS 7
5000	WzS 6

19. Gleiwitz. 15. Dezember 1932. 09^h

m	m/sec
Am Boden	S 3
300	SSW 6
400	SWzS 7

20. Hannover. 15. Dezember 1932. 08^h

m	m/sec
Am Boden	S 1
200	SWzW 3
500	WSW 4
800	WSW 8
1000	SWzW 9
1500	SWzW 10
2000	WSW 14

21. Hannover. 15. Dezember 1932. 13^h

m	m/sec
Am Boden	Windstille
200	SzW 1
300	WzS 3
500	WzS 7
700	WzS 8

22. Kassel. 15. Dezember 1932. 11^h

m	m/sec
Am Boden	SSW 4
300	SSW 6
600	SWzS 12
800	SW 8
1000	SWzW 9
1500	WzS 9
2000	WSW 13
2400	WSW 16
3000	SWzW 18

23. Köln. 15. Dezember 1932. 08^h

m	m/sec
Am Boden	SEzS 1
200	SSE 6
500	WSW 3
800	SW 5
1000	WSW 9
1400	SWzW 11

24. Köln. 15. Dezember 1932. 11^h

m	m/sec
Am Boden	SE 2
200	SSE 6
500	SSW 4
800	SW 8
1000	SW 13
1500	SW 12
2000	SW 12
2600	SWzW 11

25. Köln. 15. Dezember 1932. 14^h

m	m/sec
Am Boden	SE 2
200	SEzS 7
500	SW 7
800	WSW 12
1000	WSW 13
1500	WSW 14
2000	WSW 14
3000	WSW 16
3400	WSW 17

26. Königsberg. 15. Dezember 1932. 10^h

m	m/sec
Am Boden	SSW 3
200	SW 6
500	SW 10
1000	SWzW 10
1500	WSW 7
2000	WzS 6
2500	W 8
3000	W 8
3400	W 8

27. Königsberg. 15. Dezember 1932. 13^h

m	m/sec
Am Boden	SW 3
200	SWzS 10
300	SWzS 10

28. Lindenberg. 15. Dez. 1932. 06^h

m	m/sec
Am Boden	SzE 5
400	SWzS 8
800	SW 7
1700	WSW 5

29. Schkeuditz. 15. Dez. 1932. 08^h

m	m/sec
Am Boden	SzW 5
200	SWzW 6
500	SWzW 4
700	WSW 4
1000	WSW 5
1500	W 3
2000	W 6
2500	WzS 5
2900	WSW 8

30. Schkeuditz. 15. Dez. 1932. 12^h

m	m/sec
Am Boden	S 4
200	SWzW 5
500	WNW 2
700	WzN 3
1000	WzN 4
1500	W 7
2000	WSW 8
2500	SWzS 8
3100	SW 11

31. Stettin. 15. Dez. 1932. 08^h

m	m/sec
Am Boden	SW 3
200	WSW 6
500	WzN 6
1000	SW 10
1500	SWzS 8
2000	SWzS 9
2500	SW 9
3000	SWzS 11

32. Stettin. 15. Dezember 1932. 11^h

m	m/sec
Am Boden	SW 4
200	WzS 5
500	WzS 5
1000	WSW 6
1500	SW 8
2000	SWzS 9

33. Stettin. 15. Dezember 1932. 14^h

m	m/sec
Am Boden	SW 3
200	SWzW 5
500	WSW 5
1000	WzS 8

34. Stuttgart. 15. Dezember 1932. 09^h

m	m/sec
Am Boden	WzN 1
700	ENE 2
100	NEzN 3
1500	SE 1
2000	WSW 1
2500	WSW 3
3000	Windstille
3200	WzS 4
3500	SWzW 5
4000	SWzS 7
4500	SWzW 10
5000	WSW 11
6000	WzS 12
7000	WSW 16
7800	WSW 18

35. Stuttgart. 15. Dezember 1932. 14^h

m	m/sec
Am Boden	SWzS 1
700	S 3
1000	SEzS 2
1200	SW 1
1500	W 2
2000	NWzW 3
2500	NWzW 5
3000	WNW 5
3500	W 8
4000	W 14

36. Oldebroek. 15. Dezember 1932. 06^h

m	m/sec
Am Boden	WSW 6
200	W 9
300	W 10
400	W 9

37. Oldebroek. 15. Dezember 1932. 07^h

m	m/sec
Am Boden	WSW 8
200	WzS 10
300	WzS 8

38. Oldebroek. 15. Dezember 1932. 08^h

m	m/sec
Am Boden	SWzW 5
200	WSW 9
300	WSW 8
400	WSW 9

Über diese Zusammenstellung hinaus sind in dem für die Schallausbreitung in Frage kommenden Gebiet keine weiteren aerologischen Messungen angestellt worden.

In der Tabelle 3 sind die Daten der 18 Temperaturaufstiege nach Höhenstufen geordnet noch einmal wiedergegeben worden. Die Windwerte sind, soweit sie in die Tabelle einfügbar sind, mit eingetragen worden.

Während mit diesem Material die Temperaturverhältnisse bis in die Stratosphäre hinein in den Grenzen des für die Schallbahnrechnung brauchbaren einigermaßen klar zu erfassen sind, ist das Windmaterial nicht so ausgiebig. Messungen über 6 bis 7 km sind überhaupt nicht vorhanden, da überall starke Bewölkung zu beobachten war, die den Pilotvisierungen ein vorzeitiges Ende bereitete. Trotzdem läßt sich mit ziemlicher Sicherheit auch hieraus noch etwas Positives ableiten.

Ich habe zu diesem Zwecke alle Windmessungen einzeln in Windkomponenten zerlegt und für die einzelnen Höhen auf diese Art die mittleren wirksamen Windkomponenten ermittelt. Die Rechnung ergibt folgende Werte:

Höhe m	Süd- komponente m/sec	West- komponente m/sec	Höhe m	Süd- komponente m/sec	West- komponente m/sec
Am Boden	2.0	0.9	3000	3.8	7.3
500	2.3	3.5	4000	1.8	8.9
1000	2.6	5.0	5000	3.3	11.1
1500	2.5	5.6	6000	3.2	14.5
2000	3.3	6.4	7000	5.2	18.2

Die so erhaltenen Werte trägt man in einem Koordinatensystem auf. Für die größeren Höhen sind noch einige weitere Bestimmungsstücke für den Kurvenverlauf dadurch gegeben, daß aus den Landeorten der hohen Registrierballone mittlere Windgeschwindigkeiten vorhanden sind.

Benutzt man diese, daß also der mittlere Wind zwischen 500 und 12000 m 15 m/sec, zwischen 500 und 15000 m 16 m/sec, zwischen 6000 und 19000 m 19.5 m/sec als Westkomponente gemessen betragen muß, so läßt sich durch Betrachtungen über die dadurch in der Darstellung erforderlichen Flächengleichheiten eine sehr gut bestimmte Verlängerung des Kurvenzuges in die Höhe bis etwa 20 km angeben. Die dadurch von mir ermittelten Werte sind folgende für die Westkomponenten:

Höhe m	Westkomponente m/sec	Höhe m	Westkomponente m/sec
8 000	20.5	14 000	19
9 000	22	15 000	18
10 000	23	16 000	17.5
11 000	23	17 000	17.2
12 000	22	18 000	17
13 000	20.5	19 000	17

Die Südkomponente muß in der gleichen Größenordnung sein, wie sie in den unteren 7000 m gemessen wurde. Sie liegt zwischen 3 und 5 m/sec und ist für die Bahnrechnung zu vernachlässigen.

Tabelle 3. Aerologische Daten

Station	Zeit	Höhe, m	Bodenwert	500 m	1000 m	1500 m	2000 m
1. Duxford	10 ^h	30	.	+ 6.0 95	+ 4.0 85	+ 0.0 95	— 1.0 75
2. Brüssel	7	100	+ 6.1 98 SSW 3	+ 6.5 .	+ 5.6 .	+ 2.6 .	+ 1.0 .
3. Brüssel	10	100	+ 8.5 93 SSW 3	+ 6.5 97	+ 7.2 90	+ 4.4 67	+ 2.0 45
4. Brüssel	18	100	+ 7.6 94 SW 5	+ 7.2 88	+ 7.0 70	+ 4.5 52	+ 2.5 35
5. Lingen	8	20	+ 5.0 88 S 1	+ 5.5 94 SW 8	+ 4.1 96	+ 3.8 74	+ 1.4 51
6. Wilhelmshaven	10	5	+ 3.6 98	+ 2.8 98	+ 6.0 80	+ 4.0 80	+ 1.0 74
7. Fuhlsbüttel	8	15	+ 3.5 89	+ 5.5 65	+ 3.5 65	+ 0.0 82	— 2.0 43
8. Hannover	9	55	+ 2.8 87 S 1	+ 7.0 85 WSW 4	+ 6.4 79 SWzW 9	+ 2.4 90 SWzW 10	— 1.0 94 WSW 11
9. Gardelegen	12	50	+ 4.0 85	+ 6.9 90	+ 6.3 90	+ 4.0 90	+ 0.8 90
10. Kummersdorf	8	60	+ 0.2 93 WSW 2	+ 6.0 .	+ 7.4 .	+ 6.1 .	+ 2.5 .
11. Kummersdorf	11	60	+ 1.0
12. Lindenberg	6	122	— 2.6 94 SzE 5	+ 10.5 69 SWzS 8	+ 9.2 53 SW 7	+ 2.6 54 WSW 6	0 % m/sec
13. Lindenberg	8	116	— 2.2 90 SSW 5	+ 3.9 83 SWzW 5	+ 7.5 71 SWzW 5	+ 5.0 66 WSW 3	+ 1.8 64 WSW 3
14. Lindenberg	12	116	+ 0.2 89 SzW 5	+ 5.0 82 WNW 5	+ 6.5 77 WzN 7	+ 4.2 71 WzN 7	+ 0.5 78 W 7
15. Darmstadt	8	173	— 3.6 97	+ 1.0 86	+ 7.8 72	+ 5.9 66	+ 3.0 63
16. Darmstadt	14	173	+ 1.9 84 S 2	+ 2.4 80 SSW 5	+ 7.0 76 WSW 9	+ 6.2 67 SWzW 8	+ 3.5 65 SW 12
17. Friedrichshafen	8	400	+ 0.2 100 WzS 3	— 0.5 100 NWzN 1	+ 8.0 42 WNW 2	+ 6.7 43 WSW 4	+ 3.6 46 WSW 5
18. Friedrichshafen	15	400	+ 0.7 100 EzS 1	0.0 100 NW 1	+ 8.5 41 SW 3	+ 6.8 40 WzS 2	+ 4.0 38 W 4

in Höhenstufen (nur bis 12 km)

3000 m	4000 m	5000 m	6000 m	7000 m	8000 m	9000 m	10 000 m	11 000 m	12 000 m	
.	— 8.0 °
.	.	%
.	m/sec
— 5.6	— 11.8	— 18.6	— 25.4	— 30.5	— 37.3	— 45.3	— 52.5	— 58.6	— 62.8	°
.	%
.	m/sec
— 3.9	— 9.5	— 16.4	— 20.4	— 27.0	— 35.0	— 43.0	— 50.6	— 56.6 °	.	.
52	30	23	21	20	20	19	18	17	%	.
.	m/sec	.
— 1.0	— 7.2	— 15.0	— 20.8	— 27.5	— 35.2	— 43.0	— 51.6	— 59.4	— 64.0	°
46	28	28	32	35	37	38	39	40	41	%
.	m/sec
— 5.2	— 12.0	— 17.2	— 26.0	— 32.7	— 39.1	— 45.9	— 52.8	— 59.8	— 62.5	°
38	27	18	16	16	16	16	16	16	16	%
.	m/sec
— 4.5 °
50	%
m/sec
— 7.5	— 13.5	— 21.2	— 29.8	— 38.4	— 46.2	— 51.3	°	.	.	.
25	20	17	13	13	13	13	%	.	.	.
.	m/sec	.	.	.
— 7.9	— 15.6 °
100	63	%
.	m/sec
— 5.0	— 12.2	— 17.6 °
75	53	41	%
.	.	.	m/sec
— 4.5	— 11.5	— 18.4	— 25.6 ?	— 31.8 ? °
.	.	.	.	%
WSW 7	WSW 9	WSW 17	WSW 19	m/sec
.	— 11.5	— 20.0	— 28.8	— 37.5	— 47.0	— 53.8	— 61.5	°	.	.
.	%	.	.
.	m/sec	.	.
— 5.2	— 12.5	— 20.0	— 27.0	— 35.9	— 43.6	— 52.5	— 61.0	— 66.0	— 62.4	°
65	67	70	72	72	70	69	68	68	68	%
WSW 6	WSW 8	WSW 13	WSW 17	m/sec
— 6.2	— 12.5	— 18.2	— 25.5	— 32.6	— 40.2	— 47.5	— 54.2	— 61.0	— 60.6	°
87	92	%
SW 14	WSW 15	m/sec
— 3.5	— 9.8	— 16.3 °
73	73	69	%
.	.	.	m/sec
— 3.4	— 9.3	— 16.0	°
73	78	80	%
SW 15	WSW 15	WzS 16	m/sec
— 2.5	— 8.4	— 13.5 °
43	56	54	%
WzN 5	W 6	WzS 7	m/sec
— 2.5	— 7.5	— 13.5	°
49	58	54	%
WzS 3	WzS 7	WzS 6	m/sec

Die Darstellung ist kaum anders auszuwerten, da gewisse Überbestimmungen vorliegen. Die Annäherung an die Wirklichkeit ist als sehr eng zu bezeichnen.

Eine darüber hinaus noch mögliche Erweiterung aus den Beobachtungen an den zirkular angeordneten Beobachtungsstationen und ihren Laufzeiten will ich an anderer Stelle bringen, da sie nicht auf so exakten Unterlagen beruht und zu ihrer Auswertung bereits Annahmen über die Art der Ausbreitungsgesetze notwendig sind, sie also nicht mehr als reine Wetterbeobachtungen angesprochen werden können, deren Besprechung und Aufzählung mir hier obliegt.

Als Abschluß sei nun hier noch eine Tabelle gebracht, die auf Grund der Temperaturmessungen in der freien Atmosphäre über dem Ost-Westprofil und der oben gegebenen Windwerte bis in 20 km Höhe neben diesen mittleren Werten die nach dem Laplace-Gesetz dort gültige Schallgeschwindigkeit wiedergibt.

Tabelle 4

Höhe m	Tempe- ratur °C	Wind- komponente m/sec	Schallgeschwindigkeit	
			nach Osten m/sec	nach Westen m/sec
Am Boden	+ 3	W 1	333	331
500	+ 6	3.5	337.5	330.5
1000	+ 6.5	5	339	329
2000	+ 1	6.5	337.5	324.5
3000	— 5	7.5	335	320
4000	— 12	9	332	314
5000	— 18	11	330	308
6000	— 25	14.5	329.5	300.5
7000	— 32.5	18	328	292
8000	— 40.5	20.5	325	284
9000	— 48	22	322	278
10000	— 54	23	319	273
11000	— 60	23	315	269
12000	— 62.5	22	312	268
13000	— 60	20.5	312.5	271.5
14000	— 61.5	19	310	272
15000	— 61	18	309	273
16000	— 62	17.5	308	273
17000	— 60.5	17	308.5	274.5
18000	— 63.5	17	306	272
19000	— 64	17	306	272

Der mit dieser Tabelle gegebene Verlauf der Schallgeschwindigkeitskurve mit der Höhe ist außerordentlich einheitlich und erleichtert die Bahnrechnungen ganz ungemein, da die Bahngleichungen unter diesen Umständen in einfacher Form integrierbar sind. Auch für die Diskussion beugungstheoretischer Einflußmöglichkeiten, wie sie von Kölzer gefordert werden, ist hiermit ein besonders klarer und einfacher Fall für den Verlauf in den unteren 20 km der Schallbahn gegeben.

Materialzusammenstellung der Schallregistrierungen während der Sprengungen in Oldebroek (Holland) am 15. Dezember 1932*)

(Mit 5 Abbildungen)

Während des internationalen Polarjahres wurden mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in der nördlichen Arktis Luftschallmessungen ausgeführt. Herr Geheimrat Hergesell, der Vorsitzende der internationalen Kommission für die Erforschung der freien Atmosphäre, regte gleichzeitige Luftschallmessungen in Europa an. Herr Prof. van Everdingen organisierte in Holland vier Sprengungen am 15. Dezember 1932, deren Schallwellen mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in gemeinsamer Arbeit mit dem Meteorologischen Institut De Bilt von folgenden deutschen Instituten registriert wurden:

Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena,
Geophysikalisches Institut, Göttingen,
Meteorologisch-magnetisches Observatorium, Potsdam,
Aeronautisches Observatorium, Lindenberg,
Schießplatz Kummersdorf.

Die „Sprengkommission“ der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft beschloß, die Registrierinstrumente auf einem Ostwestprofil aufzustellen und drei Querstationen kreisförmig dazu, um den Windeinfluß eliminieren zu können. In der Tabelle 1 sind die einzelnen Stationen mit ihren geographischen Koordinaten (Länge, Breite, Höhe) angegeben. In Fig. 1 (S. 148) sind die Stationen in das Netz einer Merkatorprojektion eingetragen, um die gegenseitige azimutale Lage besser zu erkennen. Die Schallregistrierapparate sind: U = Kühlsche Undographen mit Bezeichnung der Nummer des Apparats (U) und des Flügelsystems (S); der Wiechertsche Membranapparat wurde nur auf den Stationen Nr. 1 und 12 verwandt, da das Einziehen neuer Gummimembranen im Gelände unbequem

*) Die Materialzusammenstellung wurde auf Veranlassung der „Sprengkommission“ gemeinsam von der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena (O. Meißer und H. Martin) und dem Geophysikalischen Institut, Göttingen (G. Angenheister, H. Jung und H. Regula) besorgt.

Tabelle 1

Ort Entfernung Azimut Apparat, System	Geographische Länge <i>L</i> Geographische Breite <i>B</i> Höhe <i>h</i> Beobachter	Registriert von bis bei Sprengung 1. bis 4.	Gesamt- korrektur (c) bei Sprengung 1. bis 4.
1 Altenlünne 98.43 km <i>A_S</i> : 89° 34' <i>A_B</i> : 90° 43' <i>U</i> 15, <i>S</i> 14b Wiechert-Membran-Apparat	<i>L</i> 7° 25' 59.2'' E <i>B</i> 52° 24' 47.2'' N <i>h</i> 40 m Bressem, Hohmann	1. 256— 644 2. 330— 980 3. 256— 644 4. 308— 976	Station 1—8 sind paral- laxenfrei
2 Ueffeln 128.75 km <i>A_S</i> : 87° 36' <i>A_B</i> : 89° 06' <i>U</i> 9, <i>S</i> 9b	<i>L</i> 7° 52' 43.6'' E <i>B</i> 52° 26' 54.7'' N <i>h</i> 63 m Dr. Larché, Schmelzer	1. 360— 740 2. 420—1080 3. 360— 740 4. 420—1080	
3 Niewedde 147.93 km <i>A_S</i> : 89° 32' <i>A_B</i> : 91° 15' <i>U</i> 10, <i>S</i> 10	<i>L</i> 8° 09' 37.6'' E <i>B</i> 52° 24' 22.0'' N <i>h</i> 50 m Dr. Michels	1. 405— 795 2. 475—1125 3. 405— 795 4. 475—1125	
4 Herringhausen 154.22 km <i>A_S</i> : 91° 37' <i>A_B</i> : 93° 25' <i>U</i> 14, <i>S</i> 6b	<i>L</i> 8° 15' 00.0'' E <i>B</i> 52° 21' 16.0'' N <i>h</i> 49 m Dr. Herrmann, Hellermann	1. 420— 815 2. 473—1143 3. 420— 813 4. 473—1143	Laufzeitkorrektur für Station 1—11: 1. — 1.1 sec 2. ± 0.0 „ 3. — 1.5 „ 4. + 0.3 „
5 Haldem 163.03 km <i>A_S</i> : 88° 15' <i>A_B</i> : 90° 09' <i>U</i> 5, <i>S</i> 5b	<i>L</i> 8° 22' 58.8'' E <i>B</i> 52° 26' 09.3'' N <i>h</i> 70 m Schmücking, Lehmann	1. 456— 842 2. 514—1174 3. 456— 840 4. 516—1174	
6 Varl 173.65 km <i>A_S</i> : 88° 01' <i>A_B</i> : 90° 02' <i>U</i> 4, <i>S</i> 4b	<i>L</i> 8° 32' 21.2'' E <i>B</i> 52° 26' 30.7'' N <i>h</i> 41 m Dr. Meißer	1. 490— 880 2. 540—1260 3. 480— 870 4. 540—1260	
7 Tonnenheide 183.06 km <i>A_S</i> : 88° 49' <i>A_B</i> : 90° 57' <i>U</i> 3, <i>S</i> 15b	<i>L</i> 8° 40' 38.2'' E <i>B</i> 52° 25' 07.7'' N <i>h</i> 42 m Schlüter	1. 510— 890 2. 540— 930 3. 510— 880 4. 540—1080	
8 Forsthaus Mindener-Wald 191.70 km <i>A_S</i> : 89° 46' <i>A_B</i> : 92° 00' <i>U</i> 11, <i>S</i> 11b	<i>L</i> 8° 48' 10.8'' E <i>B</i> 52° 23' 19.5'' N <i>h</i> 58 m Dr. Martin	1. 534— 900 2. 582—1164 3. 470— 906 4. 582—1266	Parallaxe *) — 0.2 sec
9 Petershagen 202.40 km <i>A_S</i> : 89° 51' <i>A_B</i> : 92° 12' <i>U</i> 28, <i>S</i> 28	<i>L</i> 8° 57' 36'' E <i>B</i> 52° 22' 58'' N <i>h</i> 50 m Gerecke	1. 540— 870 2. 540— 960 3. 540— 870 4. 540— 960	

*) Abgelesene Zeit + Parallaxe = Zeit nach Münster.

Ort Entfernung Azimut Apparat, System	Geographische Länge L Geographische Breite B Höhe h Beobachter	Registriert von bis bei Sprengung 1. bis 4.	Gesamt- korrektur (c) bei Sprengung 1. bis 4.
10 Niedernwöhren 214.44 km $A_S: 90^\circ 11'$ $A_B: 92^\circ 41'$ $U\ 8, S\ 4$	$L\ 9^\circ 08' 09''\ E$ $B\ 52^\circ 22' 02''\ N$ $h\ 69\ m$ Riehn, Regula	1. 585— 915 2. 585— 960 3. 585— 915 4. 585— 960	Parallaxe + 0.5 sec
11 Ottensen 225.53 km $A_S: 89^\circ 57'$ $A_B: 92^\circ 35'$ $U\ 13, S\ 13b$	$L\ 9^\circ 17' 57''\ E$ $B\ 52^\circ 22' 14''\ N$ $h\ 58\ m$ Müller	1.) 600— 960 2.) 3.) 600—1050 4.)	Parallaxe + 0.4 sec
12 Göttingen 289.80 km $A_S: 107^\circ 54'$ $A_B: 111^\circ 02'$	$L\ 9^\circ 57' 50''\ E$ $B\ 51^\circ 32' 49''\ N$ $h\ 272\ m$ Gees	1.) 810—1260 2.) 3.) 780—1260 4.)	1. — 0.9 sec 2. ± 0.0 „ 3. — 1.7 „ 4. + 0.4 „
Wiechert-Membran-Apparat			
Die Parallaxe beträgt für Sprengung 1 und 2 — 0.6 sec, für Sprengung 3 und 4 — 0.4 sec			
13 Potsdam 481.58 km $A_S: 87^\circ 37'$ $A_B: 93^\circ 14'$ $U\ 12, S\ 12$	$L\ 13^\circ 03.9'\ E$ $B\ 52^\circ 23.0'\ N$ $h\ 80\ m$ Dr. Feußner	1. 1410—1685 2. 1355—1995 3. 1380—1695 4. 1368—2100	1. — 1.1 sec 2. ± 0.0 „ 3. — 1.5 „ 4. + 0.3 „
14 Kummersdorf 503 km $A_S: 91^\circ$ $A_B: 97^\circ$ $U\ 2, S\ 2b$	$L\ 13^\circ 20'\ E$ $B\ 52^\circ 06'\ N$ $h\ 49\ m$ Dr. Kölzer	1. 1500—1800 2. 1560—1920 3. 1500—1800 4. 1560—1920	1. — 1 sec 2. ± 0 „ 3. — 2 „ 4. ± 0 „
15 Lindenberg 555.35 km $A_S: 89^\circ 08'$ $A_B: 95^\circ 35'$ $U\ 23, S\ 23$ $U\ 26, S\ 26$	$L\ 14^\circ 07' 40.0''\ E$ $B\ 52^\circ 12' 35.5''\ N$ $h\ 110\ m$ Dr. Duckert	1.) 1580—2075 2.) 3.) 1575—2365 4.)	1. — 1.1 sec 2. ± 0.0 „ 3. — 1.5 „ 4. + 0.3 „
16 Jever 181.78 km $A_S: 44^\circ 16'$ $A_B: 45^\circ 47'$ $U\ 25, S\ 25$	$L\ 7^\circ 54.1'\ E$ $B\ 53^\circ 34.2'\ N$ $h\ 7\ m$ Prof. Kühl	1. 430— 750 2. 440— 810 3. 405— 745 4. 435—1050	1. — 1.0 sec 2. — 0.1 „ 3. — 1.0 „ 4. — 0.1 „
17 Stockum 182.04 km $A_S: 123^\circ 48'$ $A_B: 125^\circ 31'$ $U\ 20, S\ 12b$	$L\ 8^\circ 09' 52.0''\ E$ $B\ 51^\circ 29' 05.0''\ N$ $h\ 230\ m$ Prof. Dr. Reger	1.) 470— 730 2.) 3.) 480— 660 4.)	1. — 0.8 sec 2. ± 0.0 „ 3. — 1.8 „ 4. + 0.4 „

Tabelle 1 (Fortsetzung)

Ort Entfernung Azimut Apparat, System	Geographische Länge L Geographische Breite B Höhe h Beobachter	Registriert von bis bei Sprengung 1. bis 4.	Gesamt- korrektur (c) bei Sprengung 1. bis 4.
18 Aachen-Pelzerturm 187.02 km $A_S: 177^\circ 58'$ $A_B: 178^\circ 02'$ U 19, S 8b	$L \ 6^\circ 04' 49.2'' \text{ E}$ $B \ 50^\circ 44' 06.5'' \text{ N}$ $h \ 360 \text{ m}$ Dr. Hölper	1.) 360— 780 2.) 3.) 360— 780 4.)	1. — 0.1 sec 2. — 0.3 „ 3. — 2.0 „ 4. + 0.1 „
19 Vlissingen 199 km $A_S: 237^\circ 36'$ $A_B: 235^\circ 42'$ U 17, S 8	$L \ 3^\circ 34' \text{ E}$ $B \ 51^\circ 26' \text{ N}$ $h \ 6 \text{ m}$ Dr. C. Schoute	1.) 560— 800 2.) 3.) 560— 800 4.)	
20 Waalsdorp 118 km $A_S: 254^\circ 08'$ $A_B: 252^\circ 49'$ U 16, S 6	$L \ 4^\circ 19' 44'' \text{ E}$ $B \ 52^\circ 06' 49'' \text{ N}$ $h \ 3 \text{ m}$ Jr. L. W. van Soest	1.) 240— 720 2.) 3.) 240— 720 4.)	
21 Jena 419 km $A_S: 111^\circ 00'$ $A_B: 115^\circ 23'$ U 21, S 21	$L \ 11^\circ 33' 32.0'' \text{ E}$ $B \ 50^\circ 55' 47.1'' \text{ N}$ $h \ 330 \text{ m}$ Dr. Bauer, Dr. Schiele	1. 1221—1560 2. 1220—1920 3. 1220—1560 4. 1220—1920	

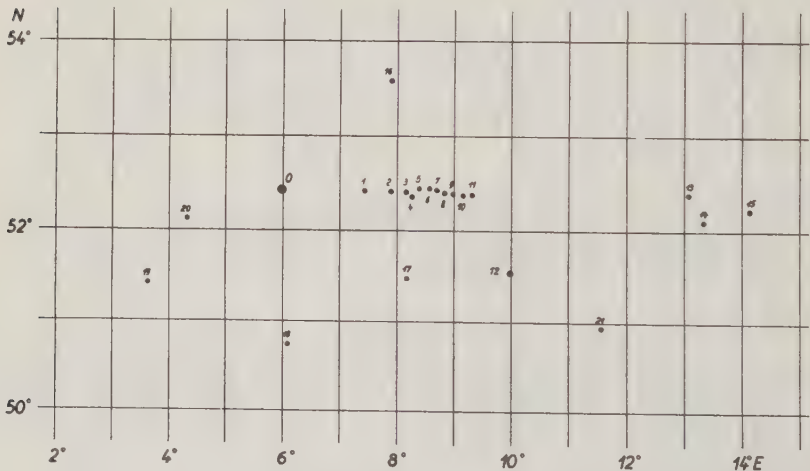


Fig. 1. Die Lage der Schallstationen 1 bis 21
(O Sprengort Oldebroek)

ist. Die Stationen mit den einzelnen Beobachtern, Apparaten und dem sonstigen Zubehör wurden von folgenden Instituten aus besetzt:

Reichsanstalt für Erdbebenf., Jena .	Station Nr. 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 21
Geophysikalisches Institut, Göttingen	„ „ 9, 10, 11, 12
Meteorologisch-Magnetisches Observ., Potsdam	„ „ 13, 16, 17
Aeronautisches Observ., Lindenberg .	„ „ 15, 18
Meteorologisches Institut, De Bilt . .	„ „ 19, 20
Schießplatz, Kummersdorf	„ „ 14

Ebenso wurde von denselben Stellen auch die Entwicklung und Auswertung der registrierten Filme vorgenommen. Die Registrierzeiten sind in Tabelle 1 angegeben, um stets eine Kontrolle zu besitzen, daß auch während der richtigen Zeit der Film belichtet wurde.

A_S bedeutet in Tabelle 1 das Azimut des kürzesten Weges am Sprengort, A_B das Azimut seiner Verlängerung am Beobachtungsort (positiv von N über E gezählt)*).

Alle Zeitangaben wurden einheitlich auf die drahtlosen Zeitzeichen von Münster**) bezogen.

Tabelle 2

	Zeit nach Münster	Breite B	Länge L
1. Sprengung . . .	06 ^h 00' 0.3'' \pm 0.2 MGZ	52° 24' 52'' N	5° 58' 57'' E
2. „ . . .	06 06 0.3 \pm 0.2	52 24 55	5 59 16
3. „ . . .	07 00 1.3 \pm 0.2	52 25 02	5 59 07
4. „ . . .	07 06 0.3 \pm 0.2	52 24 51	5 59 22

In der Tabelle 2 sind die Sprengzeiten und die geographischen Koordinaten der einzelnen Sprengorte angegeben. Um die Laufzeiten der einzelnen Sprengungen einheitlich reduzieren zu können, ist ein mittlerer Sprengort

Breite	52° 24' 55,0'' N
Länge	5° 59' 10,5'' E

gewählt. Die einzelnen Sprengungen selbst erhalten z. B. für die Stationen 1 bis 11 auf dem West—Ostprofil eine Entfernungskorrektion von

Tabelle 3

1. Sprengung, Entfernungskorr.:	+ 0.26 km, Laufzeitkorr.	— 0.8 sec ***)
2. „ „	— 0.10	„ + 0.3
3. „ „	+ 0.07	„ — 0.2
4. „ „	— 0.21	„ + 0.6

Die Entfernungen Sprengherd—Beobachtungsstation sind mit einer Genauigkeit von 10 m für die meisten Stationen berechnet †).

*) Berechnet nach Jordan-Eggert, Handb. d. Vermessungsk. III, 7. Aufl., Stuttgart 1923, § 82 mit den Besselschen Dimensionen des Erdellipsoids.

**) Siehe S. 158, Meißer u. Martin: Zeitdienst für Luftschallmessungen am 15. Dezember 1932.

***) Entfernung vom mittleren Sprengort + Entfernungskorrektion = Entfernung vom wahren Sprengort,

Laufzeit für mittleren Sprengort = beobachtete Laufzeit + Laufzeitkorrektion.

†) Jordan (-Besselsches) Verfahren nach Th. Albrecht, Formeln und Hilfstafeln für geographische Ortsbestimmung. 4. Aufl. Leipzig 1908, S. 134ff.

Rechnet man mit Sprengzeiten, die mit dem vollen Minutenwert genau zusammenfallen, so ist an den auf den Filmen abgelesenen Einsatzzeiten eine Gesamtkorrektur erforderlich, die für die West—Ostprofilstationen sich folgendermaßen zusammensetzt:

Tabelle 4

	(a) Sprengzeitkorrektur sec	(b) Sprengortkorrektur sec	(c) Gesamtkorrektur sec
1. Sprengung . . .	— 0.3	— 0.8	= — 1.1
2. „ . . .	— 0.3	+ 0.3	= ± 0.0
3. „ . . .	— 1.3	— 0.2	= — 1.5
4. „ . . .	— 0.3	+ 0.6	= + 0.3

Die Größe der Gesamtkorrektur, die an den ausgewerteten Laufzeiten in Tabelle 5 bereits angebracht ist, ist in der letzten Spalte von Tabelle 1 angegeben.

Die von Münster am 15. Dezember auf Welle 1090 m ausgesandten drahtlosen Zeitzeichen haben folgende linear verlaufende absolute Zeitkorrekturen (Rugby korrigiert nach Potsdam):

6.00 ^h MEZ	Korr. + 0.21 sec
9.00	„ — 0.03 _g „

Der Uhgang für 1^h betrug 0.08 sec. Daher ist für die Laufzeitkurve, wenn alle Auswertungen relativ auf die „Zeit von Münster“ bezogen sind, keine Zeitkorrektur wegen des Uhganges nötig*).

In Tabelle 5 sind die Laufzeiten (mit Parallaxen- und Gesamtkorrektur) für die wesentlichsten Einsätze wiedergegeben. Es sind nur solche Einsätze

Tabelle 5. Laufzeiten für die einzelnen Schalleinsätze in Sekunden.

Nr.	Ort	1. Sprengung sec	2. Sprengung sec	3. Sprengung sec	4. Sprengung sec	Bemerkungen
1	Altenlünne	289.8	Undograph	288.5	Undograph	} Normaler Schall
	Ende	293.4	„	292.8	„	
	Anfang	290.3	Wiechert-	288.5	Wiechert	
	Ende	293.2	Membran-	292.8	Membran-	
2	Ueffeln	382—384	apparat Anfang	(376.9) 379.0 383.6 (384.9)	apparat	} Anormaler Schall
			Ende			
3	Niewedde	516.5				
		521.5	521.7 523.7	521.9	521—523	
		528.9	529.6			
		530.9				

*) Den Zeitdienst in Münster besorgte Herr E. Hüttenhain von der dortigen Sternwarte (Dir. Prof. Dr. Lindow), dem auch an dieser Stelle gedankt sei.

Nr.	Ort	1. Sprengung sec	2. Sprengung sec	3. Sprengung sec	4. Sprengung sec	Bemerkungen
4	Herringhausen . . .	533.2 538.2 544.5	533.1 538.6 544.7	537.4 541.2 543.2	533.1 539.1 542.3	Anormaler Schall
5	Haldem	557.3 561.9 564.8 565.9	561.5 565.9	556.5 561.0 564.1	557.7 562.3 565.8	Anormaler Schall
6	Varl	582.5 583.1 586.6 590.7 592.4	582.4 586.4 590.6 591.6	586.2 590.7 592.3	587.9 590.7 592.7	Anormaler Schall
7	Tonnenheide . . .	609.9 612.8 616.7	609.4 612.8 616.6	612.9	613.9	Anormaler Schall
8	Mindenerwald . . .	634.2 636.9 640.5	633.7 637.0 640.1	636.2 637.2 638.2 638.8	635.5 638.3—639.8	Anormaler Schall
9	Petershagen . . .	664.4 665.0 667.3 669.5	664.4 665.7 667.3 669.5	664.3 667.6 668.1	665.1 668.9 670.0	Anormaler Schall
10	Niedernwöhren . . .	699.2 702.0 703.2	699.2 700.1 702.0 703.2	699.0 702.6 703.3	697.4 699.9 704.3 705.4	Anormaler Schall
11	Ottensen	734 (?)	735.2	734.0 735.0	732.0 736.3 737.3	Anormaler Schall
12	Göttingen	926.1 1031.5	927.0	920.3 1030.7	927.8 1031.4	Anormaler Schall Refl. anorm. Schall
13	Potsdam	1551 1551 1559 1650 1650 1657	1551 1551.5 1552 1648 ? 1651 1657.5 1673 ?	1549 ? 1553 1556 1645 ? 1648, 1653 1662	1550 1553.5 1563 1647.5 1651 1663	Refl. anorm. Schall Maximum 2mal refl. anorm. Schall Maximum

Tabelle 5 (Fortsetzung)

Nr.	Ort	1. Sprengung sec	2. Sprengung sec	3. Sprengung sec	4. Sprengung sec	Bemerkungen
14	Kummersdorf. . .	.1619 1721	1710	1623 1708	1623 1716	Refl. anorm. Schall
15	Lindenberg1796?	1790?			Anormaler Schall
		1855.1 1859.1 1862.0 1955?	1856.1 1859.7 1861.7 1962?	1854.6 1858.0	1855.9 1859.4	Refl. anorm. Schall
16	Jever	628.0 634.0 634.5 637.5	627.3 633? 634? 638	627.0 632.0 632.4 636.5	628.0 633.0 633.5 637	Anormaler Schall Maximum Maximum
17	Stockum, Försterei	614.3 615.8 618.9 620.7 622.8	614.2 615.7 619.7 620.8	615.0 616.0 620.0 621.0 623	614.0 615.0 619.0 621.0	Anormaler Schall
18	Aachen-Pelzerturm	691.5	691.5	687.5 690.0	688.9 690.3	Anormaler Schall
19	Vlissingen }	keine identischen Einsätze vorhanden				
20	Waalsdorp }					
21	Jena, Forst . . . }					

benutzt worden, die deutlich über dem Störspiegel der Filme liegen. Die Auswertungen wurden von den jeweiligen Instituten, die die Besetzung der von ihnen übernommenen Stationen vornahmen, ausgeführt. Einzelne Einsätze, die außerhalb der hier wiedergegebenen Gruppen ab und zu vorhanden sind, konnten als zu wenig gesichert nicht aufgeführt werden, da sie bei den kurz aufeinanderfolgenden Sprengungen nicht auf beiden Registrierungen annähernd identisch liegen und somit von ähnlichen Störungen anderer Art nicht zu trennen sind.

Um einen Überblick zu erhalten, sind in Fig. 2 die mittleren Laufzeiten als Ordinaten zu den entsprechenden Entfernungen aufgetragen. Es heben sich in diesem Bilde deutlich drei Gruppen ab.

Normaler Schall. Die erste Gruppe in Fig. 2, gegeben durch die Station 1 und 2, geben zwei Kurvenpunkte, deren Verbindungslinie fast nach dem Nullpunkt (Entfernung 0 km, Laufzeit 0 sec) geht. Die Einsätze an Station 1 und 2 rühren von dem „normalen“ Schall her, der in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche gelaufen ist. In Fig. 3 sind die Aufzeichnungen (beides Kühlsche Undographen) des normalen Schalles der dritten Sprengung von Station 1 und 2 wiedergegeben. Man sieht deutlich das langsame Einsetzen (emersio) der Schallwellen mit einer Periode von etwa 1 sec (mit Anfang in Tabelle 5 bezeichnet). Die Schwingungen werden kürzer und reißen dann plötzlich ab (mit Ende in

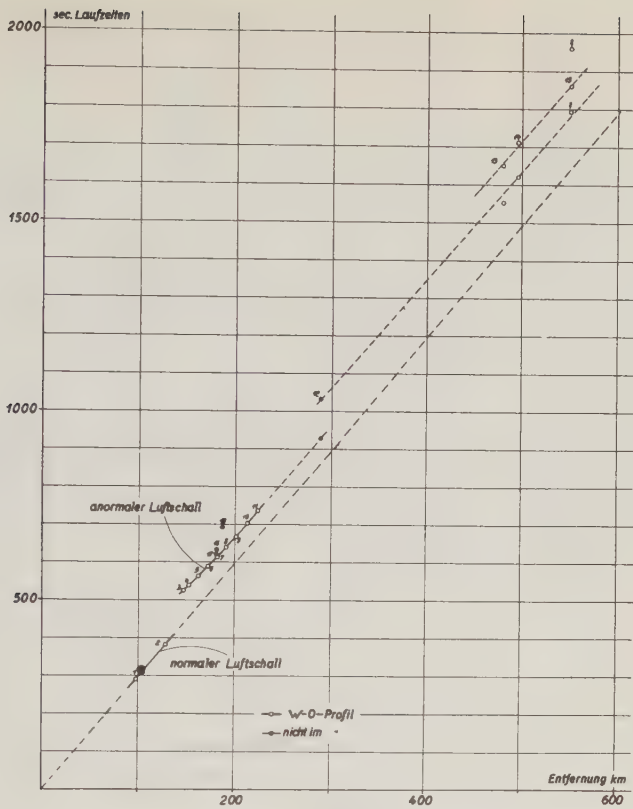
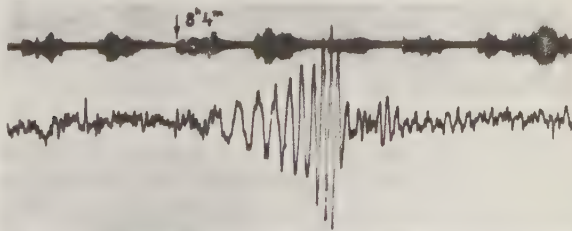


Fig. 2. Die mittlere Laufzeitkurve der Sprengung Oldebroek vom 15. Dezember 1932

Stations-Nr.,
Ort,
Entfernung :

1
Altenlünne
98 km



2
Üffeln
129 km



Fig. 3. Normale Schallwellen mit Kühlschem Undograph aufgenommen, ca. 1:2

Tabelle 5 bezeichnet). Die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit (335 m/sec) der nach dem Kurvenverlauf zusammengehörigen Einsätze ist für den Anfang und das Ende gleich:

		Station 1	Station 2	
3. Sprengung.	Anfang	288.5	379.0:	Differenz 90.5 sec
	Ende	292.8	383.6:	„ 90.8

Die Überführungsgeschwindigkeiten vom Herd bis zu den Beobachtungsstationen sind:

		Mittlere Laufzeit		Mittlere Laufzeit
Station 1	Ende	(293.3) 335.9 m/sec	Anfang	(290.1) 339.5 m/sec
	„	(292.8) 336.2	„	(288.5) 341.5
Station 2	„	(384.0) 335.3	„	—
	„	(383.6) 335.0	„	(379.0) 339.7
im Mittel		335.6 m/sec		340.2 m/sec

Für die Laufzeiten wurde ein Mittelwert aus der ersten und dritten Sprengung benutzt.

Der normale Schall konnte über Station 2 hinaus von 148 km an in keiner Registrierung mehr festgestellt werden.

Anormaler Schall. Die Fig. 2 zeigt, daß von Station 3 an die Schallwellen gegenüber dem nicht mehr beobachtbaren normalen Schall mit Verspätung ankommen (anormaler Schall). In Fig. 2 bedeuten die vollen Kurvenpunkte die Laufzeiten der Stationen, die außerhalb des Westostprofils liegen. Die Abweichung dieser Werte von den Profillaufzeiten kann zur Ermittlung der Windgeschwindigkeit benutzt werden. Der enge Stationsabstand macht sich sehr vorteilhaft bemerkbar. Erstmals ist die gegen die Abszissenachse konvexe Krümmung der Laufzeitkurve völlig gesichert beobachtet.

Die späteren Einsätze, von Station 12 ab, können als zwei- und dreifache Reflexionen gedeutet werden, da die halbe ($\frac{1}{3}$) Laufzeit, in der halben ($\frac{1}{3}$) Entfernung eingetragen, recht gut in die Laufzeitkurve fällt und diese sogar in die nicht beobachteten Teile noch extrapolieren läßt. Station 12 (Göttingen) hat außerdem auch den direkten anormalen Schall registriert.

Um die große Zeitgenauigkeit, die ungefähr $\frac{1}{5}$ sec auf allen Stationen erreicht, auch graphisch zum Ausdruck zu bringen, kann man die Laufzeiten um die Größe x/v_0 (x Entfernung, $v_0 = 335$ m/sec Schallgeschwindigkeit an der Erdoberfläche) verkleinern. Diese so reduzierte Kurve stellt die Verspätung des anormalen Schalles gegenüber dem normalen als Funktion der Entfernung dar. Sie zeigt deutlich die Krümmung, die konvex zur Abszissenachse verläuft, und läßt außerdem von Station 6 an eine zwanglose Zuordnung der Einsätze an den verschiedenen Stationen erkennen. Erstaunlich ist, mit welcher großen Genauigkeit sich durch die Einsätze Kurven bestimmen lassen. Die Reduktionszahlen x/v_0 für die Profilstationen sind:

Station Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
x/v_0 sec	293.8	384.3	441.6	460.4	486.7	518.4	546.4	572.2	604.2	640.1	673.2

Die Werte für die erste und zweite Sprengung sind in Tabelle 6 wiedergegeben, Fig. 4 zeigt diese reduzierten Laufzeitkurven. Aus dem Zusammenfallen der Beobachtungen für die erste (○) und die zweite (●) Sprengung ergibt sich die Berechtigung, mit einer gemittelten Laufzeitkurve zu rechnen. In Fig. 5

Tabelle 6

Station Nr.	Sprengung	Reduzierte Laufzeiten			
3	1. Sprengung		74.9	79.9	87.3 89.3
	2.		—	80.1 82.1	88.0
4	1.		72.8	77.8	84.1
	2.		72.7	78.2	84.3
5	1.		70.6	75.2	78.1 79.2
	2.		—	74.8	— 79.2
6	1.	64.1 64.7	68.2	72.3	74.0
	2.	64.0 —	68.0	72.2	73.2
7	1.	63.5	66.4		70.3
	2.	63.0	66.4		70.2
8	1.	62.0	64.7		68.3
	2.	61.5	64.8		67.9
9	1.	60.2 60.8	63.1		65.3
	2.	60.2 61.5	63.1		65.3
10	1.	59.1	61.9		63.1
	2.	59.1 60.0	61.9		63.1
11	1.		60.8?		
	2.		62.0		

Station Nr.	Sprengung	Unreduzierte Laufzeiten			
3	1. Sprengung		516.5	521.5	528.9 530.9
	2.		—	521.7 523.7	529.6
4	1.		533.2	538.2	544.5
	2.		533.1	538.6	544.7
5	1.		557.3	561.9	564.8 565.9
	2.		—	561.5	— 565.9
6	1.	582.5 583.1	586.6	590.7	592.4
	2.	582.4 —	586.4	590.6	591.6
7	1.	609.9	612.8		616.7
	2.	609.4	612.8		616.6
8	1.	634.2	636.9		640.5
	2.	633.7	637.0		640.1
9	1.	664.4 665.0	667.3		669.5
	2.	664.4 665.7	667.3		669.5
10	1.	699.2	702.0		703.2
	2.	699.2 700.1	702.0		703.2
11	1.		734?		
	2.		735.2		

sind die Filme der zweiten Sprengung von Station Nr. 3 bis 11 reproduziert. Die Einsatzbezeichnungen a, \dots, c stimmen mit denen in Fig. 4 überein. Für Station 5 ist der Film der ersten Sprengung benutzt worden, da die zweite Sprengung zu stark gestört ist. Die Registrierung der Station Nr. 3 ist umgezeichnet*).

*) Die Reproduktion der abgedruckten Filme wurde von Herrn Mechanikermeister Bressemer mit viel Geschick ausgeführt.

Besonders zu betonen ist, daß an den Stationen Nr. 1 bis 8 Windstille bzw. nur sehr schwache Bodenwinde herrschten. Der Störspegel ist zum Teil (s. Station 4 in Fig. 5) durch Traktoren recht erheblich. Soweit die Störung rein periodisch ist, heben sich die Schalleinsätze noch recht gut ab.

Zum Schluß der Materialzusammenstellung sei in Tabelle 7 noch ein Verzeichnis der wahren (unreduzierten) Laufzeiten und Entfernungen, für die vier Sprengungen getrennt, angeführt. Die Entfernungen ergeben sich aus den in Tabelle 1 angegebenen Entfernungen vom mittleren Sprengort mittels der auf S. 149 erwähnten Entfernungskorrekturen (für die Profilstationen in Tabelle 3 angegeben), und bei der Berechnung der Laufzeiten ist dementsprechend nur die Sprengzeitkorrektur (a) aus Tabelle 4 berücksichtigt.

Tabelle 7. Wahre Entfernungen (Δ) und Laufzeiten (in Sekunden)

Nr.	Ort	1. Sprengung	2. Sprengung	3. Sprengung	4. Sprengung	Bemerkungen
1	Altenlünne	Δ : 98.69 km	98.33 km	98.50 km	98.22 km	Normaler Schall
	Anfang	290.6	Undograph	288.7	Undograph	
	Ende	294.2	"	293.0	"	
	Anfang	291.1	Wiechert-Membran-Apparat	288.7	Wiechert-Membran-Apparat	
	Ende	294.0		293.0		
2	Ueffeln . . .	Δ : 129.01 km	128.65 km	128.82 km	128.54 km	Normaler Schall
		383—385	Anfang	(377.1)		
				379.2		
			Ende	383.8		
				(385.1)		
3	Niewedde . .	Δ : 148.19 km	147.83 km	148.00 km	147.72 km	Anormaler Schall
		517.3				
		522.3	521.4	522.1	521—523	
			523.4			
		529.7	529.3			
		531.7				
4	Herringhausen	Δ : 154.48 km	154.12 km	154.29 km	154.01 km	Anormaler Schall
		534.0	532.8		532.5	
		539.0	538.3	537.6	538.5	
				541.4	541.7	
		545.3	544.4	543.4		
5	Haldem . . .	Δ : 163.29 km	162.93 km	163.10 km	162.82 km	Anormaler Schall
		558.1		556.7	557.1	
		562.7	561.2	561.2	561.7	
		565.6		564.3		
		566.7	565.6		565.2	
6	Varl	Δ : 173.91 km	173.55 km	173.72 km	173.44 km	Anormaler Schall
		583.3	582.1			
		583.9				
		587.4	586.1	586.4	587.3	
		591.5	590.3	590.9	590.1	
		593.2	591.3	592.5	592.1	

Nr.	Ort	1. Sprengung	2. Sprengung	3. Sprengung	4. Sprengung	Bemerkungen
7	Tonnenheide .	Δ : 183.32 km 610.7 613.6 617.5	182.96 km 609.1 612.5 616.3	183.13 km 613.1	182.85 km 613.3	Anormaler Schall
8	Mindenerwald	Δ : 191.96 km 635.0 637.7 641.3	191.60 km 633.4 636.7 639.8	191.77 km 636.4 637.4 638.4 639.0	191.49 km 634.9 637.7—639.2	Anormaler Schall
9	Petershagen .	Δ : 202.66 km 665.2 665.8 668.1 670.3	202.30 km 664.1 665.4 667.0 669.2	202.47 km 664.5 667.8 668.3	202.19 km 664.5 668.3 669.4	Anormaler Schall
10	Niedernwöhren	Δ : 214.70 km 700.0 702.8 704.0	214.34 km 698.9 699.8 701.7 702.9	214.51 km 699.2 702.8 703.5	214.23 km 696.8 699.3 703.7 704.8	Anormaler Schall
11	Ottensen . . .	Δ : 225.79 km 735?	225.43 km 734.9	225.60 km 734.2 735.2	225.32 km 731.4 735.7 736.7	Anormaler Schall
12	Göttingen . .	Δ : 290.01 km 926.7 1032.1	289.70 km 926.7 1031.1	289.93 km 920.7 1031.1	289.56 km 927.1 1030.7	Anormaler Schall Refl. anorm. Schall
13	Potsdam . . .	Δ : 481.84 km 1552 1552 1560 1651 1651 1658	481.48 km 1551 1551.5 1552 1648? 1651 1657.5 1673?	481.64 km 1550? 1554 1557 1646? 1649, 1654 1663	481.37 km 1550 1553.5 1563 1647.5 1651 1663	Refl. anorm. Schall Maximum 2mal refl. anorm. Schall Maximum
14	Kummersdorf	Δ : 503 km 1620 1722	1710	1624 1709	1623 1716	Refl. anorm. Schall
15	Lindenberg . .	Δ : 555.61 km 1797?	555.25 km 1790?	555.41 km	555.14 km	Anormaler Schall Refl. anorm. Schall
		1855.9 1859.9 1862.8 1956?	1855.8 1859.4 1861.4 1962?	1854.8 1858.2	1855.3 1858.8	

Tabelle 7 (Fortsetzung)

Nr.	Ort	1. Sprengung	2. Sprengung	3. Sprengung	4. Sprengung	Bemerkungen
16	Jever	Δ : 182.03 km 628.7 634.7 635.2 638.2	181.71 km 627.1 633 ? 634 ? 638	181.67 km 626.7 631.7 632.1 636.2	181.71 km 627.8 632.8 633.3 637	Anormaler Schall Maximum Maximum
17	Stockum, Försterei	Δ : 182.20 km 614.8 616.3 619.4 621.2 623.3	181.95 km 613.9 615.4 619.4 620.5	182.22 km 615.5 616.5 620.5 621.5 624	181.79 km 613.3 614.3 618.3 620.3	Anormaler Schall
18	Aachen-Pelzerturm	Δ : 186.94 km 691.3	187.02 km 691.5	187.24 km 688.2 690.7	186.89 km 688.5 689.9	Anormaler Schall

Jena, Göttingen, im Januar 1934.

Beiträge zu den Luftschallmessungen

Von O. Meißer und H. Martin, Jena — (Mit 8 Abbildungen)

A. Zeitdienst bei Luftschallmessungen. B. Die Aufzeichnungstreue vom Kühlschen Undographen und Wiechertschen Membranapparat. C. Überschlägige Auswertung. D. Vorschlag für weitere Untersuchungen an Luftschallwellen mit Registrierbeobachtungen.

A. Der Zeitdienst für Luftschallmessungen. Die für die Aufnahme der Laufzeitkurve erforderliche Zeit- und Entfernungsgenauigkeit soll ungefähr 2^0_{00} betragen, d. h. die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit (v) der Schallwellen für zwei benachbarte Profilpunkte soll in derselben Größenordnung des Temperatureinflusses für 1^0 C (1.8^0_{00}) liegen. Die relative Genauigkeit $d v/v$ der scheinbaren Oberflächengeschwindigkeit beträgt

$$\frac{d v}{v} = v \frac{\Delta T \sqrt{2}}{\Delta x},$$

wenn ΔT die Zeitgenauigkeit der Beobachterstationen und Δx die Entfernung ist. Schreibt man einen möglichst engen Stationsabstand von 10 km vor, um die Einsätze leichter in den verschiedenen Registrierungen identifizieren zu können, so muß für $d v/v \pm 2^0_{00}$ bereits eine Zeitgenauigkeit von $\Delta T \sim \pm 1^0_{20}$ sec verlangt werden.

Aus diesem Grunde wurde bereits seit dem Jahre 1929 ein eigener drahtloser Zeitdienst für die Luftschallmessungen eingerichtet. Um bei der Registrierpapier-

geschwindigkeit von 8 bis 10 mm/sec die $\frac{1}{10}$ sec absolut sicherzustellen, wurden die drahtlosen Zeitzeichen, die während der gesamten Schalllaufzeit ununterbrochen ausgesandt werden, über eine Vorrichtung gleichzeitig mit auf den Film photographisch aufgedruckt. Da diese Einrichtungen bei dieser Sprengung einheitlich zum Einsatz kamen und sich — wie frühere Teilmessungen*) bereits zeigten — außerordentlich bewährten, sollen die technischen Einzelheiten kurz gegeben werden.

a) Sender. Nach einigen wenig Erfolg versprechenden Versuchen mit Kurzwellen (< 100 m) stand es fest, daß für eine Reichweite von 600 km nur eine längere Welle in Frage kommt, die annähernd fadingfrei ist. Die ersten Versuche und Überlegungen zeigten, daß eine Sendeenergie von mindestens 300 Watt erforderlich ist und eine Leistung von etwa 1 kW angestrebt werden soll. Ein selbst angefertigter Sender würde kaum in der Lage sein, mit der nötigen Betriebssicherheit und Rentabilität bei diesen immerhin seltenen Messungen zu arbeiten. Aus diesem Grunde mußte versucht werden, eine feste Funkanlage mit diesen Zeitsignalsendungen zu beauftragen. Dank dem Entgegenkommen des Reichswehrministeriums konnte bei den bisherigen Versuchen eine Heeresfunkstelle benutzt werden. Somit war die schwierigste Frage: die Beschaffung des Senders, gelöst.

b) Zeitsignalgeber. Zum Tasten des Senders wird eine Pendeluhr mittlerer Qualität benutzt. Diese soll nur während einer Stunde ungefähr konstanten Gang aufweisen. Der Stand wurde bisher durch Auflegen oder neues Loslassen einige Zeit vorher unter einer Sekunde gehalten. Am Pendel (s. Fig. 1) ist ein Pendelkontakt *P* angebracht und symmetrisch eingestellt. Dieser Pendelkontakt tastet ein Relais *R*, das seinerseits das Senderrelais bedient. Um den Pendelkontakt zu schonen, wird eine niedrige Spannung (2 bis 4 Volt) gewählt und eine Kapazität mit einem Widerstand in Serie parallel zum Kontakt gelegt. Selbstverständlich soll der Relaisstrom nur einige 10^{-3} Amp. betragen. Bei dieser Anordnung sendet der Sender 1 sec und ist dann 1 sec unterbrochen. Um die volle Minute zu markieren, wurde ein Minutenkontakt parallel dem Pendelkontakt geschaltet, so daß während 3 sec der Kontakt *P* kurzgeschlossen ist. Das Signal ist in Fig. 2 wiedergegeben.

Diese langen Signale erleichtern ein Auffinden und Einstellen der ausgesandten Welle. Die relative Genauigkeit des Signals in sich beträgt $\pm \frac{1}{100}$ sec.

c) Zeitsignalschreiber. Da eine Wellenlänge von 1100 m zur Verwendung kam, ist jeder „Rundfunkempfänger“ verwendbar, falls seine Rückkopplung einstellbar ist. Um die Selektivität möglichst weit zu treiben, ist ein Mehrkreisempfänger zu empfehlen. Um die Signale photographisch zu schreiben, benutzt

*) O. Meißer: „Luftseismik“ in Wien-Harms Handb. d. Experimentalphys. XXV, S. 239 u. 242. Leipzig 1930.

man ein sogenanntes „Resonanzrelais“. Dieses besteht (s. Fig. 3) im Prinzip aus einem Telephonmagnet (T), vor dem sich eine Zunge (F) aus Stahl befindet.

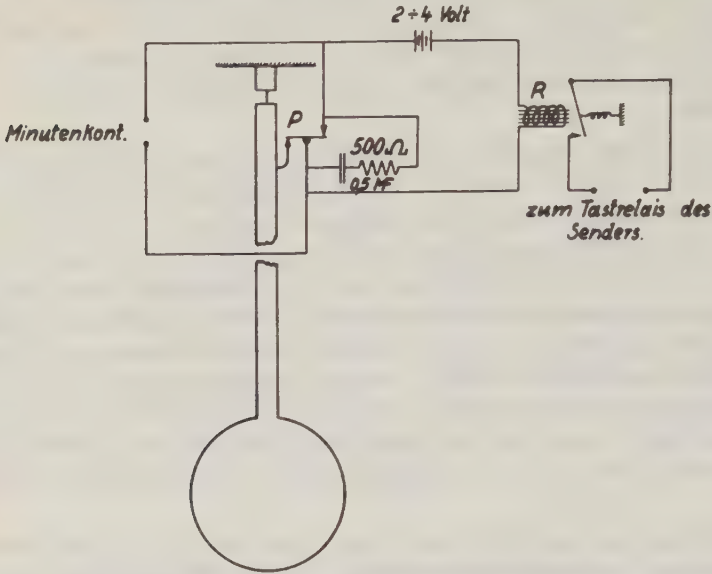


Fig. 1. Schaltskizze für Sekundengeber und Senderrelais

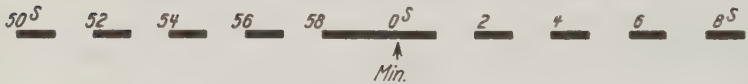


Fig. 2. Zeitmarkenschema

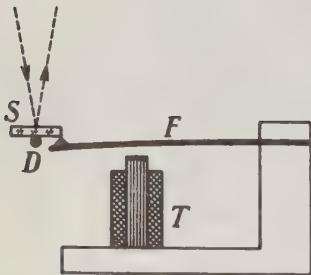


Fig. 3. „Resonanzrelais“
 F Stahlfeder, S Spiegel,
 D Drahtachse, T Telefonmagnet



Fig. 4. Lichtwege im Kühlschen Undographen
 $L_{1,2}$ Einfadenlampen, S Luftschall-Meßsystem,
 R Resonanzrelais

Die Bewegung der Zunge F wird von einem Spiegel S optisch aufgezeichnet. Der Spiegel ist um eine Drahtachse (D) drehbar. Läßt man das Zeitsignal über die Spulen des Telephonmagneten und stellt den Überlagerungston mit dem Emp-

fänger so ein, daß er mit der Eigenschwingung der Stahlzunge übereinstimmt, dann arbeitet das „Resonanzrelais“ mit großer Empfindlichkeit und äußerster Selektivität. Selbstverständlich lassen sich an Stelle eines sogenannten Telephonmagneten noch besser Lautsprechersysteme verwenden. Die Eigenfrequenz betrug 600 Hertz und das logarithmische Dekrement 0.08. Aus dem Dekrement und der Resonanzkurve für das Relais folgt, daß für eine Verstimmung von $\pm 4\%$ der Resonanzausschlag auf $\frac{1}{10}$ abgefallen ist. Mithin besitzt der Empfänger für die Wellenlänge λ über dieses rein mechanische System eine maximale Trennschärfe von $d\lambda = \frac{1}{6}\lambda$ für $\lambda = 1000\text{ m}$ und $\pm 4\%$ Verstimmung*). Der etwas störende Anschwingvorgang des Resonanzrelais ist für 600 Hertz und ein Dekrement von 0.08 bereits in einer $\frac{1}{50}\text{ sec}$ beendet. Somit hat man in dem „Resonanzrelais“ ein optisches, sehr empfindliches Instrument, das die obigen gestellten Zeitforderungen voll erfüllt und sehr einfach aufgebaut ist. In Fig. 4 ist die Anordnung der beiden Einfadenlampen $L_{1,2}$ für das Schallsystem S und das Resonanzrelais R angegeben. Dadurch, daß man jeden Lichtpunkt für sich justieren kann und daß die Lampe L und das Relais R einzeln in der Höhe verstellbar angeordnet sind, kann man erreichen, daß die Lichtpunkte für die Zeitmarkierung und für die Schallwellen parallaxenfrei auf dem Film erscheinen. Man justiert die beiden Lichtpunkte so, daß sie sich auf der Mattscheibe durch seitliche Bewegung bis auf $\frac{1}{10}\text{ mm}$ zur Deckung bringen lassen. Für die Auswertung ist die Parallaxenfreiheit von großem Vorteil. Die verschiedenen Zeitmarkierungen sind in Fig. 5 zu S. 155 an den einzelnen Filmen zu sehen. Um eine genaue Kontrolle über den Uhrgang zu besitzen, wurden in Jena zu Anfang und am Ende jeder Stunde die Zeitmarken durch astronomische Pendeluhrn miteinander verglichen. So ist auch die Angabe auf S. 150 gewonnen.

B. Die Aufzeichnungstreue vom Kühlschen Undograph und Wiechertschen Membranapparat. Es konnte früher bereits gezeigt werden**), daß sowohl der „Kühlsche Undograph“ wie der „Wiechertsche Membranapparat“ qualitativ gleichwertig sind. Beide Instrumente besitzen gedämpft schreibende Systeme, die technischen Daten sind:

Instrument	Eigenschwingung	Logarithmisches Dekrement
Undograph	14—15 Hertz	etwa 1.1 } (einfaches Amplitudenverhältnis 1:3)
Membranapparat	40—42 „	

Da beide Systeme hinreichend gedämpft sind, um die Eigenschwingungen genügend zu unterdrücken, ist bei Parallelregistrierung eine Übereinstimmung

*) Siehe auch J. Zenneck u. H. Rukop: Drahtlose Telegraphie. S. 481. Stuttgart 1925.

**) O. Meißer: Untersuchungen über die Registriergeräte für Luftdruckmessungen bei künstlichen Schallsprengungen. Als Manuskript gedr. Reichsanstalt für Erdbebenf. Jena 1929.

der Kurvenbilder zu erwarten. In Fig. 5 ist die Aufnahme des normalen Schalles der ersten (1 *AB*) und der dritten (2 *CD*) Sprengung wiedergegeben. Die Kurven des Membranapparats (*AC*) entsprechen denen des Undographen (*B, D*) qualitativ

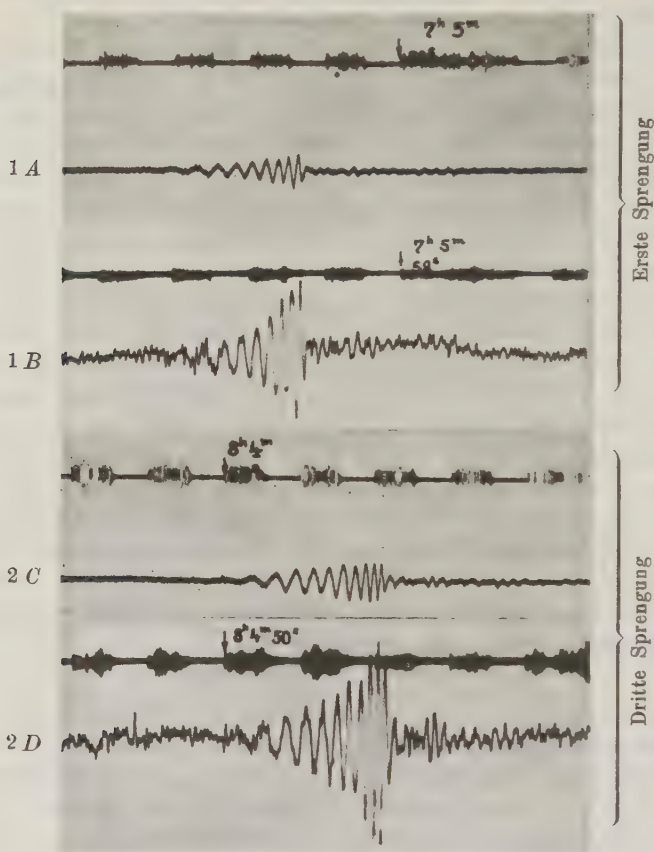


Fig. 5.

Parallelregistrierungen der ersten (1) und dritten (3) Sprengung
in Station Nr. 1, Altenlünne (98 km)

Kühlscher Undograph (*B, D*);

Wiechertscher Membranapparat (*A, C*)

recht gut, obwohl wegen der verschiedenen Eigenschwingungen die Amplituden der verschiedenen Perioden verfälscht werden. Leider sind beide Instrumente nicht in der Lage, den nur schwach hörbaren Schall aufzuzeichnen, weil ihre Eigenschwingungen zu niedrig liegen und die Schallintensität zu schwach zu sein scheint. Es ist daher unbedingt noch erforderlich, bei weiteren Unter-

suchungen einen Registrierempfänger für die Schallwellen höherer Frequenz parallel arbeiten zu lassen. Ein Versuch, die verschiedenen Amplituden des Kühlschen und Wiechertschen Instruments miteinander quantitativ zu vergleichen, konnte mangels der experimentellen Resonanzkurven nicht unternommen werden. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß der Kühlsche Undograph bei Druckschwingungen von sehr langer Periode einen fälschenden Ausgleich an dem Flügel besitzt.

C. Überschlägige Auswertung. Die Aufgabe der Laufzeitkurvenauswertung ist, die Schallgeschwindigkeit (v) für die durchlaufenen Höhen (h) anzugeben. Setzt man die Gültigkeit des Brechungsgesetzes voraus, so gibt bekanntlich die Tangente der Laufzeit (T)-Kurve (x Entfernung) die Scheitelgeschwindigkeit v_s des Schallstrahles zu

$$\frac{\partial x}{\partial T} = v_s = \frac{v_0}{\cos e_0}, \dots \dots \dots (1)$$

wenn e_0 der Emergenzwinkel und v_0 die Schallgeschwindigkeit am Boden bedeuten.

Für die Höhenberechnung der jeweiligen Schallgeschwindigkeiten kommt für die vorliegende Laufzeitkurve das Wiechert-Herglotzsche Verfahren nicht in Frage, da für die Laufzeitkurve die Bedingung $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} < 0$ sicher nicht erfüllt ist. Faßt man die Strahlbahn (ohne Windberücksichtigung) als einen aus Geraden bestehenden Linienzug auf, so lauten die einzelnen Relationen (s. Fig. 6)

$$\frac{\cos e_i}{v_i} = \frac{\cos e_0}{v_0}, \quad T = \sum_{i=0}^{\text{Scheitel}} \frac{2 \Delta x_i}{v_i \cos e_i}, \quad h = \sum_{i=0}^{\text{Scheitel}} \Delta x_i \cdot \operatorname{tg} e_i \dots \dots (2)$$

Ein weiteres, von Wiechert beschrittenes Verfahren besteht darin, Atmosphärenmodelle vorzugeben.

Berücksichtigt man bei den so gefundenen Strahlbahnen, daß die Scheithöhe klein ist im Verhältnis zu der Entfernung: Sprengherd = Beobachtungsort (x), so kann man mit einer einfachen Vernachlässigung die Strahlbahn durch einen symmetrischen gebrochenen Linienzug annähern. Dieser ist durch den Sprengherd ($x = 0$), den Scheitelpunkt ($x/2$) und den Beobachtungspunkt (x) bestimmt. Die verschiedenen Schallgeschwindigkeiten und die Abweichungen von dieser stark idealisierten Bahn werden durch eine mittlere Schallgeschwindigkeit v_m berücksichtigt. Somit

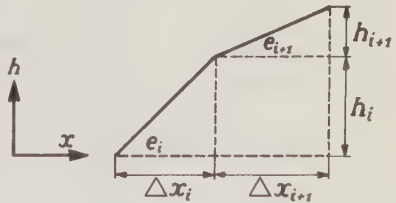


Fig. 6
 h Höhe, x Entfernung, e Emergenzwinkel

hat man für die Auswertung nur die zwei Unbekannten: v_m und h . Für die Berechnung dienen folgende einfachen Formeln:

$$T = \frac{1}{v_m} \sqrt{x^2 + 4h^2} = \frac{x}{v_m} \cdot \frac{v_S}{v_m} \dots \dots \dots (3)$$

$$\cos e_m = \frac{v_m}{v_S} \dots \dots \dots (4)$$

$$v_m = \sqrt{\frac{x}{T} \cdot v_S} \dots \dots \dots (5)$$

$$h = \frac{x_1}{2} \left\{ \left[\frac{x_2 - x_1}{T_2 - T_1} \cdot \frac{T_1}{x_1} - 1 \right] \left[1 + \frac{T_1}{T_1 + T_2} \cdot \frac{x_2 - x_1}{x_1} \right] \right\}^*, \dots \dots (6)$$

wobei stillschweigend vorausgesetzt ist, daß die Laufzeiten T_1 und T_2 der benachbarten Punkte der Laufzeitkurve derselben Scheitelhöhe entsprechen. Formel (6) ist nur dann anwendbar, wenn die Überführungsgeschwindigkeit (x_1/T_1) kleiner als die Scheitelgeschwindigkeit ($v_S \sim \frac{x_2 - x_1}{T_2 - T_1}$) ist.

Zur Berechnung der Höhen wurden die obigen Formeln unter Verwendung der Werte für die Laufzeiten aus den Kurven in Fig. 4**) entnommen. Dabei wurden

Laufzeit- kurventeil	x km	v_m m/sec	v_S m/sec	h km	h (Mittel) km
a'	151	331.0	381.0	43.0	42.1
	159	328.0	370.0	41.3	
b'	151	330.0	382.7	44.3	43.5
	159	328.0	372.0	42.7	
c'	151	345.0	423.5	53.7	52.6
	159	340.0	404.0	51.4	
a	177	324.7	352.0	37.3	37.8 ± 1.0
	187	325.0	351.0	38.1	
	197	324.3	347.5	36.8	
	207	326.0	348.3	38.8	
b	177	326.2	358.6	40.3	40.6 ± 0.8
	187	327.3	357.0	41.0	
	197	326.0	351.5	39.7	
	207	327.2	352.3	41.3	
c	177	328.8	366.2	43.4	44.1 ± 0.6
	187	330.0	365.0	44.3	
	197	329.2	361.0	44.0	
	207	330.0	360.0	44.7	

die Entfernungen 147, 155 und 163 km der Kurvenäste a' , b' und c' , die Entfernungen 172, 182, 192, 202 und 212 km der Kurvenäste a , b und c mit den ent-

*) Zur Ableitung von (6) wird nur (3) benutzt.
**) Zu S. 155.

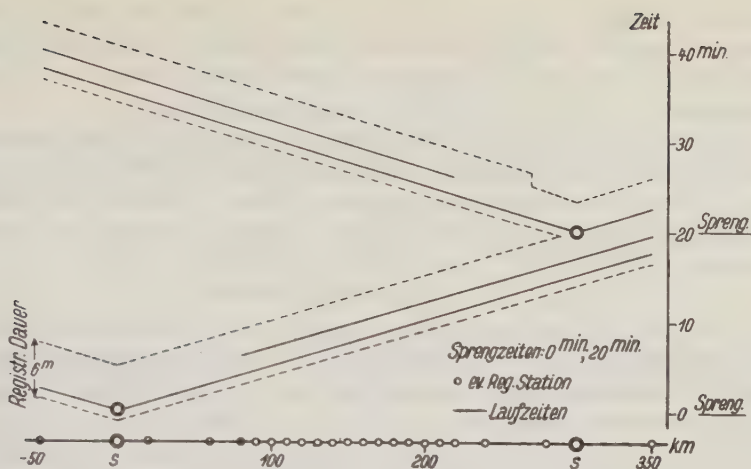


Fig. 7. Laufzeiten (—) und Registrierzeiten (---)

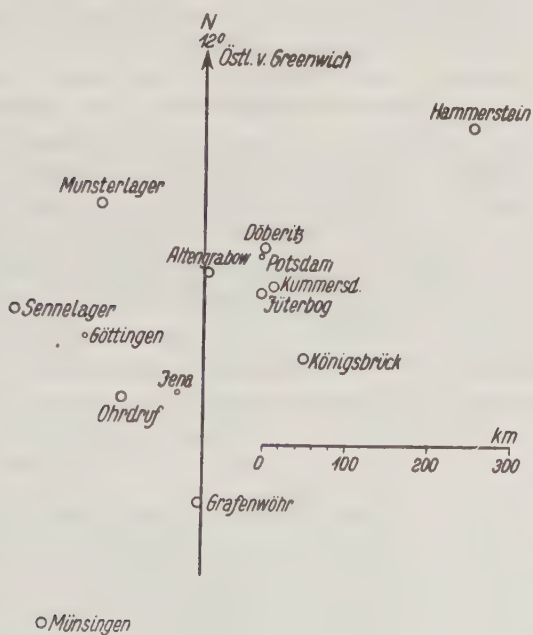


Fig. 8

Geographische Lage geeigneter Sprengorte in Deutschland

sprechenden Laufzeiten herangezogen. Die sich ergebenden Werte (Rechen-schieber) für die Scheitelhöhe h , die mittlere Geschwindigkeit v_m und die Scheitelgeschwindigkeit v_s für die Entfernungen x sind in der Tabelle auf S. 164 zusammengestellt.

Die so ermittelten Höhen sind hier Höchstwerte. Jeder andere Strahlenverlauf, und wenn er noch so kompliziert ist, gibt für die ermittelten Höhen längere Laufzeiten oder für dieselben Laufzeiten geringere Höhen. Somit hat die Reflexion bzw. Umbiegung der registrierten anormalen Schallwellen zwischen 38 bis 52 km stattgefunden.

D. Vorschlag für weitere Untersuchungen an Luftschallwellen mit Registrierbeobachtungen. Um den Einfluß des Windes auch für Höhen, die durch die meteorologischen Beobachtungen nicht mehr erfaßt werden können, rechnerisch eliminieren zu können, wird stets das Profil zu beiden Seiten des Sprengorts angeordnet. Für neue Luftschallmessungen würde sich aus zwei Gründen eine andere Aufstellung empfehlen: Es wird an zwei Orten gesprengt, die annähernd 300 km auseinanderliegen. Das Beobachtungsnetz ist im wesentlichen auf der Verbindungslinie der Sprengherde aufgestellt, abgesehen von einigen quer dazu liegenden Stationen (Windrichtung). Der zeitliche Abstand der Sprengmomente ist so zu wählen, daß überall die Schallwellen beider Sprengungen getrennt aufgenommen werden können. Eine Differenz von 20 Minuten muß deshalb mit in Kauf genommen werden. Diese Aufstellung hat den großen Vorteil, daß beim „Schießen“ und „Gegenschießen“ die Schallwellen stets annähernd dasselbe Medium durchlaufen. Außerdem kann so mit den verfügbaren Schallregistrierinstrumenten ein möglichst enges Beobachtungsnetz aufgestellt werden. Für diese Versuche eignen sich folgende Profile: Ostwest: Jüterbog—Sennelager (300 km); Nordsüd: Altengrabow—Grafenwöhr (270 km); Munsterlager—Ohrdruf (240 km); Ohrdruf—Münsingen (290 km) oder Kummersdorf—Grafenwöhr (220 km). In Fig. 7 sind die entsprechenden Registrierdauern zu den einzelnen Entfernungen aufgetragen. Der Abstand der beiden Sprengstellen sei 300 km. Die Lage der vorgeschlagenen Sprengorte selbst zeigt Fig. 8.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Januar 1934.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XV. Schallausbreitung in der Atmosphäre

Von **Herbert Regula** — (Mit 12 Abbildungen)

Der erste Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit den Ergebnissen der Auswertung von 775 Schallregistrierungen des Geophysikalischen Instituts Göttingen aus den Jahren 1923 bis 1929, insbesondere hinsichtlich der Abhängigkeit der Schallausbreitung von Azimut und Jahreszeit und der Möglichkeit von Höhenwindmessungen durch Schallsprengungen. Im zweiten Teil werden die verschiedenen Theorien über das Zustandekommen des anomalen Schalles vom physikalischen Standpunkt aus diskutiert. Der dritte Teil beschäftigt sich mit einer ersten Auswertung der Registrierungen von der Oldebroek-Sprengung am 15. Dezember 1932. Es wird erstmalig eine Krümmung der Laufzeitkurve des anomalen Schalles im Ostprofil (konvex zur Δ -Achse) und der Beginn dieser Laufzeitkurve mit Sicherheit festgestellt. Das Ende bleibt unsicher. Die genauere Untersuchung läßt eine seitliche Drehung der Wellenfront um etwa 5° vermuten. Ob Reflexion an einer hoch gelegenen Schichtgrenze oder stetige Umbiegung der Strahlbahnen vorliegt, läßt sich nicht entscheiden.

I. Ergebnisse von Schallsprengungen in den Jahren 1923 bis 1929

In den Jahren 1923 bis 1929 wurden mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zahlreiche Sprengversuche unternommen, um die Ausbreitung der Schallwellen in der Atmosphäre und den Grund für das Auftreten einer anomalen Hörbarkeitszone zu erforschen. Im Rahmen dieses Programms sind durch das Göttinger Geophysikalische Institut in jener Zeit 775 Schallregistrierungen ausgeführt worden. Einzelergebnisse wurden bereits in mehreren Arbeiten von Wiechert und von Angenheister veröffentlicht. Eine zusammenfassende Darstellung des Materials nach geophysikalischen und meteorologischen Gesichtspunkten bringt die vorliegende Arbeit.

Zur Ergänzung wurden gelegentlich die Aufzeichnungen der geophysikalischen bzw. meteorologischen Institute in Jena, Lindenberg und Potsdam herangezogen.

1. Die Möglichkeit einer Höhenwindmessung durch Schallbeobachtungen.

In der Höhe von 35 bis 45 km über dem Erdboden liegt vermutlich eine starke Inversion, welche vom Boden kommende Schallwellen zurückwirft und dadurch Anlaß zur Entstehung einer anomalen Schallzone gibt*). Bei windstiller Atmosphäre hat diese Außenzone die Gestalt eines Kreisringes, und in gleichen Ent-

*) Als Einführung in die Probleme der Luftseismik siehe: Meisser: Handb. d. Experimentalphysik 25, 3. (Abschnitt „Luftseismik“) oder Duckert: Ergebn. d. kosm. Phys. 1. — Beide Darstellungen enthalten ausführliche Literaturverzeichnisse.

fernungen werden gleiche Laufzeiten gemessen. Abweichungen sind auf den Einfluß des Windes zurückzuführen. Es muß deshalb möglich sein, aus diesen Abweichungen, nämlich der besonderen Gestalt der Außenzone, und aus Laufzeitvergleichen in verschiedenen Azimuten Schlüsse auf die Windverteilung in dieser Höhe zu ziehen.

A. Wegener*) hat aus Ohrbeobachtungen die Lage der Außenzone zu ermitteln gesucht und dabei festgestellt, daß der Schall im Sommer vorzugsweise im Westen, im Winter dagegen im Osten wahrgenommen wird. Abweichend hiervon fanden Hergesell und Duckert**) in den von ihnen untersuchten Fällen eine mehr oder weniger ringförmige Gestalt der Außenzone.

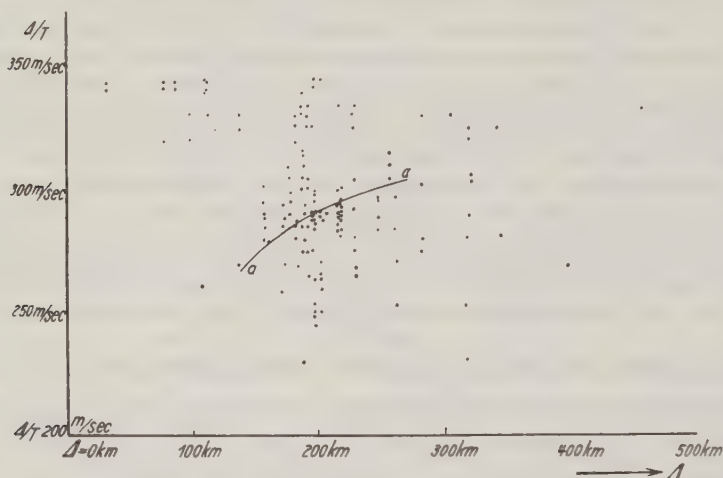


Fig. 1. Überführungsgeschwindigkeiten als Funktion der Entfernung
Kurve *a* berechnet: am Boden $+10^{\circ}\text{C}$, von 10—35 km Isothermie -50°C ,
darüber Inversion. Windstille in allen Schichten

Heute steht neben den Ohrbeobachtungen ein umfangreiches Registrierematerial zur Verfügung, das den Vorteil größerer Zuverlässigkeit und größerer Anwendungsmöglichkeit besitzt. Die folgenden Untersuchungen beziehen sich daher nur auf photographische Registrierungen der Institute in Göttingen, Jena, Lindenberg und Potsdam.

Zur Ermittlung der Gestalt der Außenzone und der daraus möglichen Ableitung der Windverhältnisse in 20 bis 45 km Höhe kann man naturgemäß nur solche Schallstrahlen heranziehen, die diese Schichten durchlaufen haben. Eine vollständige Berechnung des Weges der Schallwellen ist — wie später eingehender

*) Zeitschr. f. Geophys. 1, „Die äußere Hörbarkeitszone“.

**) Hergesell: Die Arbeiten der Kommission zur Erforschung der Schallausbreitung in der Atmosphäre. Lindenberg 1927.

besprochen werden wird — gegenwärtig nicht möglich. Man ist daher auf Schätzungen über die erreichte Höhe angewiesen. Einen Anhaltspunkt hierfür bietet die Überführungsgeschwindigkeit Δ/T (Δ = Herdentfernung, T = Laufzeit). Je größer der Umweg eines Strahles ist, desto kleiner wird im allgemeinen seine Überführungsgeschwindigkeit sein. Fig. 1 enthält die beobachteten Δ/T -Werte als Funktion der Entfernung. Das Intervall von 180 bis 200 km zeigt, daß dort je nach der Wetterlage alle Überführungsgeschwindigkeiten zwischen 240 und 340 m/sec vorkommen. Demnach können auch alle Scheitelhöhen zwischen 0

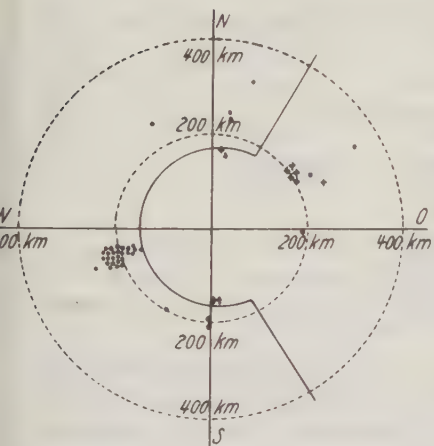


Fig. 2

Anomale Schallzone Mai—August
Anomale Wellen registriert, + keine
anomalen Wellen registriert

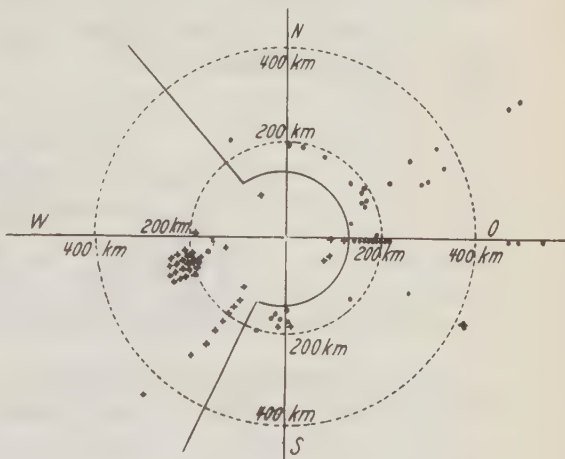


Fig. 3

Anomale Schallzone September—April
● Anomale Wellen registriert, + keine
anomalen Wellen registriert

und 40 km — und noch darüber — auftreten. Man darf daher nicht sämtliche beobachteten Schalleinsätze zur Bestimmung der Höhenwinde verwenden. Als Kriterium diene die Kurve a in Fig. 1. Sie stellt die Überführungsgeschwindigkeiten für den Fall dar, daß die Strahlen durch eine windstille Atmosphäre laufen und die Umbiegung in 35 km Höhe beginnt. Nur Punkte, die unterhalb der Kurve a liegen (kleine Überführungsgeschwindigkeit: großer Umweg) wurden in die folgenden Zusammenstellungen als anomale Wellen aufgenommen. Natürlich können vereinzelt Punkte oberhalb dieser Kurve liegen, deren zugehöriger Laufstrahl wegen Rückenwind in der zur Verfügung stehenden Zeit Höhen über 35 km erreicht hat.

Die Anordnung der Beobachtungen des anomalen Schalles nach Entfernung, Azimut und Jahreszeit in den Fig. 2 und 3 ergab eine Abhängigkeit der Schallausbreitung sowohl vom Azimut als auch von der Jahreszeit.

Nördlich und südlich vom Sprengherd wurden zu jeder Jahreszeit anomale Wellen registriert. Im Osten waren die Ergebnisse im Winter stets positiv, im Sommer überwiegend negativ. Der Westen hatte im Sommer regelmäßigen Schallempfang, im Winter blieben dagegen die Wellen aus.

Dieses Resultat läßt sich bei Aufrechterhaltung des Brechungsgesetzes durch zwei Annahmen erklären:

1. In der Umbiegehöhe herrschen im Sommer Ostwinde, im Winter Westwinde.
2. Der Zustand der Atmosphäre in 40 km Höhe ist derart, daß auch bei Windstille die Schallwellen zurückgebogen würden.

Denn nach dem Brechungsgesetz gilt für die Schallgeschwindigkeit v_s in einem Scheitel die Beziehung:

$$v_s = \sqrt{\frac{\kappa \cdot R \cdot T}{\mu}} + w \geq v_B \quad \dots \dots \dots (1)$$

- v_B = Schallgeschwindigkeit am Boden;
 w = Windgeschwindigkeit;
 κ = c_p/c_v ;
 R = Gaskonstante für Luft;
 T = absolute Temperatur;
 μ = mittleres Molekulargewicht der Luft.

Keine Rückbiegung der Schallwellen, d. h. $v_s < v_B$, wird am ehesten in der Gegenwindrichtung eintreten. Deshalb folgt aus der Schallfreiheit nur des Westsektors im Winter, daß zu jener Zeit in der Umbiegehöhe Westwinde herrschen. Für den Sommer gelangt man dementsprechend zur Annahme von Ostwinden.

Bei jenen Strahlen, die den Sprengherd in nördlicher und südlicher Richtung verlassen, findet keine merkliche Beeinflussung der Schallgeschwindigkeit, weder durch Ost- noch durch Westwinde statt. Ihre Rückkehr zum Erdboden zeigt an, daß bereits die Beziehung (1) erfüllt ist. Die Umbiegung der Wellen müßte auch in einer windstillen Atmosphäre erfolgen. Der hierzu erforderliche Anstieg der Schallgeschwindigkeit von etwa 300 m/sec in der Stratosphäre auf mindestens 340 m/sec in 40 km Höhe wird vermutlich durch ein entsprechendes Anwachsen der Temperatur bewirkt.

Eine zweite Möglichkeit zur Abschätzung des Windeinflusses bietet der Vergleich von Laufzeiten, die bei derselben Sprengung in verschiedenen Azimuten gemessen wurden. Es ist zu erwarten — wenn auch keineswegs notwendig —, daß in Richtung des oberen Windes die Laufzeiten ein Minimum aufweisen. Tabelle 1 zeigt, daß dies in allen verfügbaren Fällen zutrifft.

Der Laufzeitenvergleich zwischen den Ringstationen bei der Oldebroek-Sprengung vom 15. Dezember 1932 wird an späterer Stelle behandelt.

Für die Beobachtungen am 27. Mai 1927 sind genauere Angaben über die Windverteilung möglich. Nach einem Lindenberger Registrierballonaufstieg herrschten vom Boden bis in 19 km Höhe Westwinde. Ein Strahl im Göttinger

Azimut mußte in jener Schicht gegenüber einem Strahl im Greifswalder Azimut eine Verspätung erleiden. Um die in Wirklichkeit beobachtete Gleichheit der reduzierten Laufzeiten erklären zu können, ist für die Schichten oberhalb 19 km die Annahme von Ostwinden (Geschwindigkeit 12 m/sec) erforderlich. An der Gipfelhöhe des Lindenberger Aufstiegs bei 20,6 km ist die Windrichtung bereits SEzS.

Tabelle 1. Vergleich der Laufzeiten in verschiedenen Azimuten

Datum	Station westlich	Gegenstation östlich	Differenz der Azi- mute	Laufzeiten in sec auf 200 km reduziert			Oberer Wind
				W	O	O—W	
3. V. 23	Clausthal	Grünberg	169 ⁰	653	673	19	O
26. VI. 26	Göttingen	Neuteich	165	680	693	13	O
17. VII. 28	Göttingen	Schlochau	158	692	813	121	O
20. XI. 26	St. Andreasberg	Landsberg	162	755	655	— 100	W
27. V. 27	Göttingen	Greifswald	110	704	701	— 3	(O)
18. VI. 27	Göttingen	Greifswald	110	687	739	52	O
18. VIII. 27	Göttingen	Greifswald	110	711	729	18	O

Der jahreszeitliche Gang der oberen Luftströmung läßt sich am besten an Hand der 96 Registrierungen erkennen, die in Göttingen von Sprengungen in Jüterbog gemacht wurden. Die Beobachtungen erstrecken sich über 6 Jahre.

Tabelle 2. Registrierungen in Göttingen bei Sprengungen in Jüterbog
($\Delta = 216$ km westlich.)

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Gesamtzahl	5	—	4	—	5	9	10	4	4	41	4	10
Anomale Wellen beobachtet . .	—	—	—	—	4	9	9	4	—	—	—	—
Anomale Wellen fraglich . . .	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2	—	—
Keine anomalen Wellen beobachtet	5	—	4	—	1	—	1	—	4	39	4	10

Von Mitte Mai bis in den August hinein sind es Ostwinde, welche die regelmäßige Hörbarkeit im Westsektor bewirken. Die einmalige negative Julibeobachtung erklärt sich daraus, daß mit einem seismischen Apparat, dem Zweimillionenpendel, registriert wurde. Im Winter, d. h. hier vom September bis April einschließlich, scheint niemals Schall von Jüterbog nach Göttingen gekommen zu sein.

Eine gewisse Unsicherheit entsteht dadurch, daß gerade in den Wintermonaten viele Aufzeichnungen durch starken Wind gestört sind, wodurch leicht ein schwacher Schalleinsatz verdeckt sein könnte. Alle bei Windstille registrierten Kurven sind indes im Winter zweifellos schallfrei.

Die beiden Zeitpunkte, in denen die obere Luftströmung ihre Richtung wechselt, lassen sich noch nicht genau angeben, weil zu den in Frage kommenden Zeiten die Beobachtungen relativ spärlich sind. Die zweite Maihälfte sowie die

erste Hälfte des August gehören noch zu der Zeit, wo ein Schallempfang im Westen möglich ist. Dagegen sind Oktober und März offensichtlich schallfrei. Wegener spricht in der bereits erwähnten Arbeit von einer ganz ähnlichen jahreszeitlichen Verteilung.

2. Die Sprengungen am 27. Mai 1927. Bei diesen Sprengungen waren längs der Verbindungslinie Jüterbog—Göttingen vier Stationen aufgebaut. Ihre Entfernungen betrugen: Jüterbog—Gieboldehausen 195.9 km, Gieboldehausen—Wollbrandshausen 5.78 km, Wollbrandshausen—Waake 7.50 km, Waake—Göttingen 6.85 km.

Die Zeitmarkierung wurde vom Göttinger Geophysikalischen Institut aus drahtlos auf die einzelnen Stationen übertragen, so daß überall die gleichen

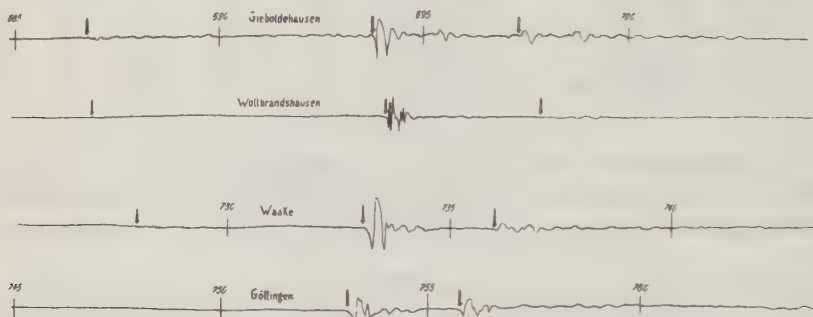


Fig. 4. Registrierungen im Westprofil am 27. Mai 1927 *)

Sekundenmarken vorhanden sind. Bei einer Registriergeschwindigkeit von 3 cm/sec sind die Einsatzzeiten zuweilen doch nicht genauer als auf $\frac{1}{10}$ sec bestimmbar, weil der Einsatz nicht immer scharf erfolgt.

Das Ausbleiben normaler Wellen. Trotzdem die Kurvenbilder so gut wie störungsfrei sind, lassen sich auf keiner Registrierung Anzeichen normaler Wellen erkennen. Bei 96 Sprengungen in Jüterbog konnte normaler Schall in Göttingen nur einmal aufgezeichnet werden. Im allgemeinen scheint der Harz, über dessen östlichen Teil die Verbindungslinie Jüterbog—Göttingen führt, die in den bodennahen Schichten laufenden normalen Wellen aufgehalten zu haben.

Die Laufzeitkurven der anomalen Wellen. Anomale Schalleinsätze treten am 27. Mai 1927 an den vier Profilstationen regelmäßig und mit großen Amplituden auf. Jede Registrierung zeigt mehrere Einsätze im Abstand von einigen Sekunden (s. Fig. 4). Für jeden dieser Einsätze, der sich auf den anderen Stationen wiederfinden ließ, wurde eine Laufzeitkurve gezeichnet (Fig. 5).

*) Bei „Wollbrandshausen“ hat die drahtlose Zeitmarkierung versagt. Auf Grund der bekannten Registriergeschwindigkeit kann man aber den zeitlichen Abstand der einzelnen Einsätze feststellen.

Hier ist zum ersten Male das Fortschreiten bestimmter Wellenfronten an der Ähnlichkeit der Schwingungsbilder längs einer Strecke von 20 km verfolgt worden.

Die Laufzeitkurven, welche zu den einzelnen Einsatzgruppen gehören, sind mit guter Näherung gerade Linien. Sichere Angaben über eine etwaige Krümmung der Laufzeitkurven sind nicht möglich, da die Laufzeiten zwischen zwei Nachbarstationen sich von einer Sprengung bis zur nächsten in 7 Minuten Abstand um einige Zehntel Sekunden geändert haben. Bei der Sprengung um 18^h 30^m ist infolgedessen die Laufzeitkurve ein wenig konkav zur Δ -Achse gekrümmt, bei der folgenden Sprengung findet man exakt eine Gerade. Die Ursache der Laufzeit-schwankungen liegt vermutlich in den wechselnden Windverhältnissen in der

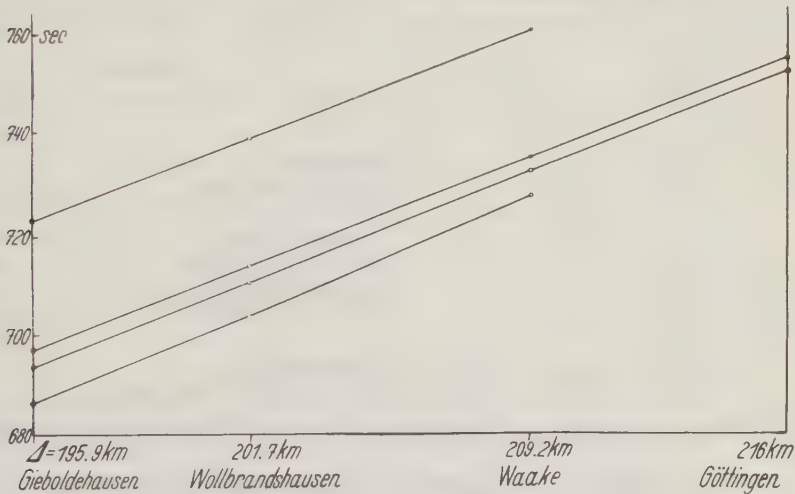


Fig. 5. Laufzeitkurven im Westprofil am 27. Mai 1927

Troposphäre. Daher läßt sich nicht entscheiden, auf welcher dieser Laufzeitkurven weitere Untersuchungen aufzubauen sind.

Berechnung von Strahlbahnen. Durch die Bestimmung des Weges, den die Schallwellen durch die Atmosphäre genommen haben, soll die Schallgeschwindigkeit in den Schichten von 25 bis 45 km Höhe ermittelt werden. Das Resultat solcher Berechnungen wird um so mehr an Wert gewinnen, je weiter hinauf die momentane Verteilung der Schallgeschwindigkeit aus Aufstiegen bekannt ist.

Tabelle 3. Emergenzwinkel

	1. Sprengung	2. Sprengung	3. Sprengung	4. Sprengung
2. Einsatz	13°	13.5°	9.5°	14°
3. „	16	16.5	11.5	
4. „	17.5		14	
5. „				17.5

Zur Bestimmung der Strahlbahnen müssen die Emergenzwinkel am Erdboden gemessen sein. Diese Winkel liegen am 27. Mai 1927 zwischen 10° und 18° . Zu den späteren Einsätzen gehören stets die größeren Emergenzwinkel (s. Tabelle 3).

Aus den Daten eines Lindenberger Registrierballonaufstiegs und den Schallbeobachtungen im Westprofil kann man die Strahlbahnen bis zu der Höhe von 20.6 km festlegen. Für die oberen Schichten muß eine Verteilung der Schallgeschwindigkeit gefunden werden, die einerseits zu den beobachteten Laufzeit-

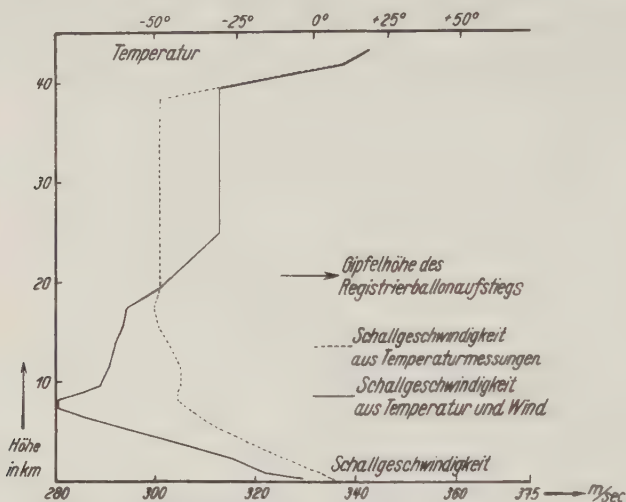


Fig. 6. Schallgeschwindigkeit als Funktion der Höhe am 27. Mai 1927 im Westprofil

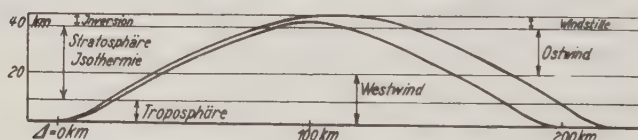


Fig. 7. Strahlbahnen (berechnet) am 27. Mai 1927

werten führt, andererseits mit den vereinzelt gelungenen direkten meteorologischen Messungen [Hamburger Hochaufstiege*)] noch im Einklang steht. Fig. 6 zeigt die bei den Rechnungen angenommene Geschwindigkeitsverteilung.

Wesentlich ist die Einbeziehung von Ostwinden in die Rechnung gemäß den Ergebnissen des vorigen Kapitels.

Für die Bestimmung der Strahlbahnen wurde das Gebiet vom Erdboden bis zu 20.6 km Höhe in 16 Schichten zerlegt. In diesen wurden die Strahlen als gebrochene Linienzüge unter Verwendung des Emdenschen Brechungsgesetzes für

*) Frankenberger: Annalen der Hydrographie und maritimen Meteorologie 59, Jahrg. 1931. „Hochfahrten von Registrierballonen“.

eine windbewegte Atmosphäre berechnet. Von 25 bis 39.8 km Höhe wurde die Schallgeschwindigkeit als konstant angenommen und über 39.8 km so, daß die Strahlen stetig in Form einer Zykloide umgebogen werden*).

In Fig. 7 ist die Gestalt der Strahlbahnen dargestellt, die auf diese Weise aus den Beobachtungen der ersten Sprengung abgeleitet wurden. Der in Gieboldehausen registrierte Strahl kulminiert in 42.2 km Höhe bei einer Temperatur von $+9^{\circ}\text{C}$, der Göttinger Strahl in 43.4 km Höhe bei $+18^{\circ}\text{C}$.

Die Späteinsätze. Die oberste Linie in Fig. 5 entspricht einem Einsatz, welcher auf den Kurvenbildern (Fig. 4) nicht mehr enthalten ist, weil er erst etwa 30° nach dem Haupteinsatz auftritt.

Fig. 8 zeigt die Registrierung der Station Gieboldehausen um $19^{\text{h}} 30^{\text{m}}$. Nach einer besonders starken Amplitude im Haupteinsatz (zweite Zeile links) erfolgt

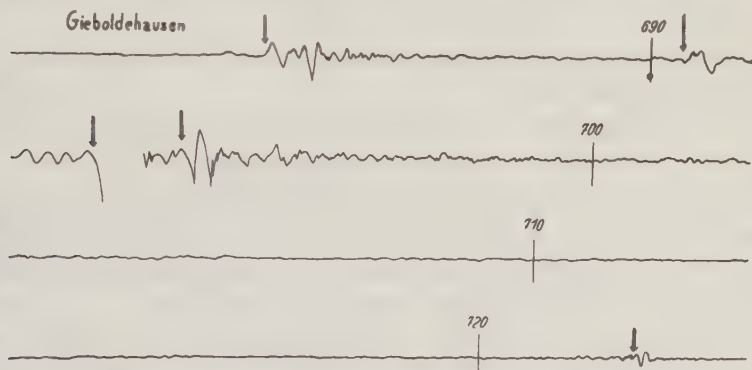


Fig. 8. Registrierung in Gieboldehausen am 27. Mai 1927, $19^{\text{h}} 30^{\text{m}}$.

eine allmähliche Abnahme der Schwingungen bis zu kaum merklicher Unruhe, welche nach etwa 30° (unten rechts) durch einen echoartigen, mehrfach schwächeren Einsatz unterbrochen wird. Ähnliches läßt sich auf acht Filmen desselben Tages nachweisen. Der gleiche Späteinsatz tritt am 26. Juni 1926 in St. Andreasberg — ebenfalls nach einer außergewöhnlich großen Amplitude des Haupteinsatzes — auf. Es kann sich hier also nicht um eine fremdartige Störung handeln.

Der Weg eines solchen Spätstrahles durch die Atmosphäre ist nicht genau festzustellen, weil die Ermittlung des Emergenzwinkels unsicher ist. Wahrscheinlich ist er größer als der Emergenzwinkel des Hauptstrahles. In diesem Falle ließe sich das Zustandekommen der Späteinsätze am einfachsten durch die Annahme zweier Sprungschichten erklären. Die untere reflektiert den Hauptanteil der vom Sprengherd ankommenden Energie, der durchgehende Wellenzug wird an der oberen Sprungfläche teilweise reflektiert. Diese Deutung steht jedoch nicht in Einklang mit der in Fig. 7 dargestellten stetigen Umbiegung der Hauptstrahlen.

*) Formeln siehe Duckert: Ergebnisse der kosmischen Physik 1.

II. Vorstellungen über den Aufbau der Atmosphäre

Die Erscheinungen der Zone des Schweigens und der Zone der anomalen Hörbarkeit zwingen zu der Ansicht, daß die Schallwellen von Explosionen zunächst vom Herd aus in die Atmosphäre eindringen und später in größeren Entfernungen zum Erdboden zurückkehren. Bei Gültigkeit des Brechungsgesetzes erhält man als Bedingung für die Umkehr der Schallwellen das Vorhandensein einer Schicht, in der die Schallgeschwindigkeit größer ist als am Erdboden ($c = 338$ m/sec am Erdboden, entsprechend einer mittleren Temperatur von $+10^{\circ}\text{C}$ und Windstille).

Nach der Formel (1) (S. 170) können die erforderlichen Geschwindigkeitswerte erreicht werden

1. durch ein Anwachsen der Temperatur von etwa -50° in der Stratosphäre auf mindestens $+10^{\circ}\text{C}$ in 40 km Höhe;
2. durch eine Abnahme des Molekulargewichts vom Bodenwert 28.9 auf den Wert 22.8 und weniger.
3. durch Windeinfluß (Geschwindigkeit mindestens 40 m/sec);
4. durch das Auftreten von Überschallgeschwindigkeit.

Die erste Annahme scheint die geeignetste Arbeitshypothese für Schalluntersuchungen zu sein. Sie wird an späterer Stelle noch ausführlich behandelt. Die unter 2. bis 4. angeführten Erklärungsmöglichkeiten sind bereits in früheren Arbeiten unter Angabe verschiedener Gründe abgelehnt worden.

Gegen die Annahme, daß Wind die alleinige Entstehungsursache der anomalen Schallzone ist, spricht die Beobachtung anomaler Wellen bei einigen Sprengungen in nahezu entgegengesetzten Azimuten. Ferner ergab die Untersuchung der Gestalt der Außenzone, daß sowohl nördlich als auch südlich vom Sprengherd fast immer anomale Wellen registriert wurden (Fig. 2 und 3).

Der von A. Wegener*) vertretenen Ansicht, daß Überschallgeschwindigkeit bei der Rückkehr der Wellen wirksam sei, widerspricht die Unabhängigkeit der Laufzeiten von der Sprengmenge. Dieses von Meisser**) angeführte Argument hat sich auch mit Hilfe der Schallregistrierungen des Göttinger Instituts bestätigen lassen. Dabei wurden nur Laufzeitbeobachtungen von Sprengungen verglichen, deren zeitlicher Abstand nicht mehr als 10^m betrug.

Die Abweichungen betragen durchschnittlich 10_{00}° und zeigen unregelmäßig wechselndes Vorzeichen. Die Laufzeiten hängen also nicht von der Sprengmenge ab.

Die bisher angeführten vier Erklärungsmöglichkeiten für die Außenzone: Zunahme der Temperatur, Abnahme des Molekulargewichts, Windeinfluß und Überschallgeschwindigkeit setzen die unbeschränkte Gültigkeit des Brechungs-

*) Wegener: Zeitschr. f. Geophys. **1** (1925). Die äußere Hörbarkeitszone.

) Meisser: Handbuch der Experimentalphysik **25, 3.

gesetzes voraus. Dagegen vertreten Kölzer*) und Sandmann**) die Ansicht, daß das Brechungsgesetz zur Erklärung des anomalen Schalles nicht immer herangezogen werden darf. Nach Kölzers Beobachtungen trat in 5 bis 10 km Herdentfernung eine Zone des Schweigens und eine Zone anomaler Hörbarkeit auch dann auf, wenn die Schallgeschwindigkeit mit wachsender Höhe über dem

Tabelle 4. Laufzeitenvergleich

Beobachtungs- stationen	Zeit- differenz in Minuten	2. Sprengmenge 1. Sprengmenge	2. Laufzeit — 1. Laufzeit in sec
Jüterbog, 17. Juni 1927. Sprengungen 18 ^h 30 ^m und 18 ^h 37 ^m			
Sachsa	7	2	+ 0.1
Kreuzbusch			
Göttingen	7	2	+ 0.7
Jüterbog, 17. Juni 1927. Sprengungen 19 ^h 30 ^m und 19 ^h 37 ^m			
Sachsa	7	2	— 0.6
Kreuzbusch	7	2	+ 0.8
Göttingen	7	2	+ 0.2
Jüterbog, 18. Juni 1927. Sprengungen 1 ^h 15 ^m und 1 ^h 22 ^m			
Kreuzbusch	7	0.5	— 1.3
Sachsa	7	0.5	+ 1.4
Ebergötzen	7	0.5	— 2.5
Göttingen	7	0.5	— 0.1
Jüterbog, 21. Juli 1927. Sprengungen 19 ^h 30 ^m und 19 ^h 35 ^m			
Wollershausen	5	2	0.0
Wurzbach I	5	2	— 0.3
„ II	5	2	— 0.3
„ III	5	2	— 0.3
Jüterbog, 22. Juli 1927. Sprengungen 1 ^h 10 ^m und 1 ^h 15 ^m			
Wollershausen	5	0.5	+ 0.1
Göttingen	5	0.5	— 0.2
Wurzbach I	5	0.5	— 0.7
„ II	5	0.5	— 0.6
„ III	5	0.5	— 0.6

Erdboden zunächst abnahm und dann konstant blieb. Dies ist mit dem Brechungsgesetz unvereinbar und deutet vielleicht auf beugungsartige Vorgänge. Weil im Falle Troposphäre—Stratosphäre eine ganz ähnliche Geschwindigkeitsverteilung vorliegt, kann die Erscheinung der anomalen Hörbarkeitszone nach

*) Kölzer: Beobachtungsergebnisse über Schallausbreitung auf nahe Entfernungen. Veröffentlichungen des Preußischen Meteorologischen Instituts, Berlin 1932.

**) Sandmann: Beiträge zur Schallfortpflanzung, im besonderen zur Schallbeugung und anomalen Schallfortpflanzung. Gerlands Beiträge z. Geophys. 28, 1930.

Kölzers Ansicht ebenfalls durch ähnliche Vorgänge erklärt werden. Eine physikalische Deutung für diese Ausbreitung der Schallwellen ist aber noch nicht gegeben worden.

Bei den Oldebroek-Sprengungen am 15. Dezember 1932 bestand die Möglichkeit, einen Fortschritt in der Frage nach der Umkehrursache zu erzielen. Wenn die Ozonschicht sich durch die Absorption des ultravioletten Sonnenlichts stark erwärmt und infolgedessen die Schallwellen zum Erdboden reflektiert, so muß bei genügend langer nächtlicher Ausstrahlung die Rückkehr der Schallwellen unterbleiben. Um die in unseren Breiten größtmögliche Abkühlungszeit für die Ozonschicht auszunutzen, wurden die Oldebroek-Sprengungen auf 7^h 00^m, 7^h 06^m, 8^h 00^m und 8^h 06^m MEZ angesetzt. Die Sonne ging am 15. Dezember um 8^h 01^m MEZ in 45 km Höhe über Oldebroek auf.

Ein Ausbleiben anomaler Schalleinsätze auf allen Registrierstationen wäre ein starkes Argument für die Richtigkeit der Temperaturhypothese gewesen. Andererseits widerspricht die tatsächlich erfolgte Feststellung anomaler Wellen noch nicht der Annahme einer Inversion in 40 km Höhe. Die zur Erwärmung der Ozonschicht nötige Energie braucht nicht allein aus der ultravioletten Sonnenstrahlung zu stammen*). Außerdem sind möglicherweise die Tagestemperaturen der Ozonschicht derart hoch, daß auch in der längsten Nacht unserer Breiten keine Abkühlung bis unter den Wert der Temperaturen am Erdboden erfolgt.

Eine Berechnung der Temperaturen der Ozonschicht mit Hilfe der Theorie des Strahlungsgleichgewichts ist noch nicht möglich, weil der Anteil des Wasserdampfs in größeren Höhen und die Ozonabsorption im Ultraroten zu wenig bekannt sind.

Der Vergleich von Schallbeobachtungen bei Tag- und Nachtsprengungen deutet darauf hin, daß — wenigstens am unteren Rand der Ozonschicht — ziemlich stationäre Verhältnisse herrschen. Weder an den Amplituden noch an den Laufzeiten hat sich ein Unterschied zwischen Tag- und Nachtsprengungen feststellen lassen.

Die Schallbeobachtungen zeigen weiter an, daß der mutmaßliche Temperaturanstieg nach oben hin rasch erfolgt. Duckert**) berechnete einen Gradienten von 1.2°/100 m, ebenso Gutenberg**). Meine Rechnungen führten für die Sprengungen am 27. Mai 1927 zu dem Wert von 1.75°/100 m und für die Oldebroek-Sprengungen zu 2.5°/100 m. Mit den Laufzeitmessungen der Profilstationen am 27. Mai 1927 und am 15. Dezember 1932 ist sogar die Annahme von Sprungflächen in etwa 40 km Höhe vereinbar. Die am 26. Juni 1926 und am 27. Mai 1927 beobachteten Späteeinsätze führen zu denselben Vorstellungen.

Damit eine Sprungfläche der Temperatur auftreten kann, müßte die Ozonschicht nach unten scharf begrenzt sein. Eine ähnliche scharfe untere Grenze zeigen die Polarlichter, welche durch Korpuskularstrahlen erzeugt werden. Bei den Polarlichterscheinungen wird die kinetische Energie der ankommenden

*) Z. B. Götz: *Ergebnisse der kosmischen Physik* 1.

**) Zusammenstellung bei Duckert: „*Ergebnisse der kosmischen Physik* 1.

Teilchen zur Anregung der Atome und Aussendung sichtbaren Lichtes verwandt, in der Ozonschicht wäre dagegen eine Umwandlung in thermische Energie denkbar (geringere freie Weglänge, größere Stoßzahl).

Die Entscheidung, ob die Schallwellen an einer Grenzfläche reflektiert, ob sie stetig umbogen werden, oder ob die Scheitelpunkte der Strahlen entgegen den Forderungen des Brechungsgesetzes schon in der Troposphäre bzw. im unteren Teil der Stratosphäre liegen (Kölzers Auffassung), ist von Wichtigkeit für unsere Vorstellungen über den Aufbau der Atmosphäre. Vielleicht sind die Schallsprengungen in Nowaja-Semlja geeignet, Klarheit in die Frage nach der Umkehrursache zu bringen.

III. Ergebnisse der Sprengungen in Oldebroek

In den beiden vorhergehenden Kapiteln wurde gezeigt, daß mit Hilfe von Schallsondierungen das meteorologische Problem der Höhenwindmessung und das geophysikalische Problem des Atmosphärenaufbaues behandelt werden können. Da die Gestalt der Laufzeitkurve einige Kennzeichen enthält, die für beide Fragestellungen eine Bedeutung haben, wurde bei der Beobachtung der Oldebroek-Sprengungen das Hauptgewicht auf die Gewinnung einer zuverlässigen Laufzeitkurve gelegt.

Strengegenommen sind hierbei in der Luftseismik zwei Bedingungen zu erfüllen:

1. Die Beobachtungen einer Sprengung müssen auf mindestens drei Stationen in dem gleichen Azimut ausgeführt werden. Anderenfalls würden die Laufzeiten durch die einseitige Wirksamkeit des Windes verschieden beeinflußt werden, und eine Aussage etwa über eine Krümmung der Laufzeitkurve würde ihren Sinn verlieren.

2. Weil erfahrungsgemäß die einzelnen Stationen von mehreren Wellenfronten nacheinander passiert werden, müssen die zugehörigen Einsätze in den Registrierungen identifiziert werden können.

Die beiden genannten Bedingungen sind nur für die Oldebroek-Sprengungen und die bereits früher behandelten Sprengungen vom 27. Mai 1927 verwirklicht.

Die Laufzeitkurve am 15. Dezember 1932. Die Beobachtungsstationen für die Sprengungen in Oldebroek wurden durch die Institute in Jena, Lindenberg, Potsdam und Göttingen und durch die Abteilung „Heereswaffenamt, Prüfwesen“ (Reichswehrministerium) in Kummersdorf eingerichtet. Das Ostazimut wurde von den genannten Instituten mit 14 Stationen besetzt, weil auf Grund früherer Beobachtungen im Winter im Ostsektor am ehesten mit dem Empfang anomaler Wellen zu rechnen war. Neun Stationen lagen zwischen 147 und 225 km Herdentfernung und hatten einen gegenseitigen Abstand von durchschnittlich 10 km. Das Göttinger Geophysikalische Institut besetzte die Stationen:

Petershagen a. d. Weser, $\Delta = 202$ km, Beobachter: Gerecke.

Niedernwöhren (nordwestlich von Stadthagen), $\Delta = 214$ km, Beobachter:

Riehn, Regula.

Ottensen (nordöstlich von Stadthagen), $\Delta = 225$ km, Beobachter: Müller.

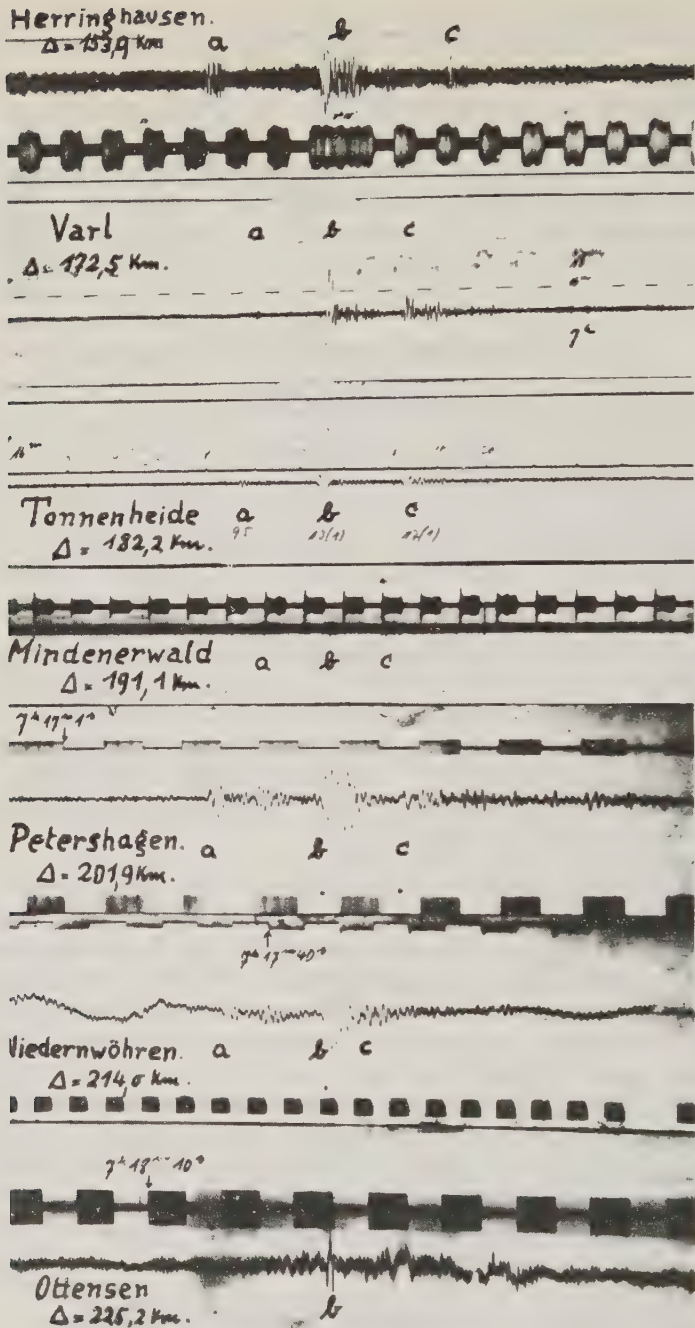


Fig. 9. Registrierungen vom 15. Dezember 1932 im Ostprofil

Für die Bearbeitung der Profilbeobachtungen standen dank dem Entgegenkommen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena auch die Kopien aller von dort aus eingerichteten Stationen zur Verfügung.

Die Identifizierung der verschiedenen Wellenfronten des anomalen Schalles in den Registrierungen der einzelnen Profilstationen ließ sich am besten bei der ersten und zweiten Sprengung (7^h 00^m und 7^h 06^m MEZ) durchführen. Jede Station wird nacheinander von den drei Fronten *a*, *b* und *c* passiert (s. Fig. 9).

Die Abstände der Fronten liegen zwischen 1 und 6^s. In Tabelle 5 sind die Laufzeiten zusammengestellt, die die einzelnen Wellenfronten benötigt haben, um von einer Station bis zur nächsten zu gelangen.

Tabelle 5. Laufzeitdifferenzen der drei Wellenfronten

	Sprengung 7 ^h 00 ^m			Sprengung 7 ^h 06 ^m		
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
Niewedde—Herringhausen.	16.8 ^s	16.7 ^s	15.5 ^s		16.9 ^s	15.0 ^s
Herringhausen—Varl	49.4	48.2	46.4	49.6 ^s	47.9	46.1
Varl—Tonnenheide	27.2	26.3	25.9	26.8	26.4	26.0
Tonnenheide—Mindenerwald	24.3	24.1	23.7	24.4	24.1	23.4
Mindenerwald—Petershagen	30.3	30.4	29.1	30.6	30.4	29.5
Petershagen—Niedernwöhren	34.8	34.7	33.7	34.8	34.7	33.8
Niedernwöhren—Ottensen					33.2	
Niewedde—Niedernwöhren	182.8	180.4	174.3		180.4	173.8

Die Tabelle zeigt, daß fast stets die zuerst eintreffende Wellenfront (*a*) größere Laufzeitdifferenzen hat als die zweite (*b*) und diese wieder größere als die dritte (*c*). Die dadurch entstehende Konvergenz der Laufzeitkurven drückt sich besonders deutlich in den Gesamtlaufzeiten Niewedde—Niedernwöhren aus. Zu den späteren Fronten gehören die kleineren Laufzeitdifferenzen, also die größeren Emergenzwinkel.

Ein Vergleich entsprechender Fronten der ersten und zweiten Sprengung zeigt, daß die einzelnen Teillaufzeiten sich in den 6^m, die zwischen den Sprengungen lagen, um Beträge bis zu 0.5 sec geändert haben. Dagegen zeigen die Gesamtlaufzeiten Niewedde—Niedernwöhren eine bemerkenswerte Konstanz.

Die auf kleineren Strecken festgestellten Unregelmäßigkeiten dürften ihren Ursprung in dem inhomogenen und nicht stationären Zustand der Atmosphäre haben. Auf größere Strecken findet ein Ausgleich statt.

Bei Aufstellung einer Laufzeitkurve sind als Stationsabstände jene Strecken zu verwenden, die die als eben angenommene Wellenfront in Richtung ihrer Normalen zwischen zwei Nachbarstationen durchlaufen hat. Liegen also die Beobachtungsstationen nicht auf einer durch den Sprengherd gehenden Geraden, so ist in der Laufzeitkurve nicht mehr die Entfernung zweier Punkte im gewöhnlichen Sinne verwendbar.

In Fig. 10 ist die Lage der Profilstationen wiedergegeben.

Jeder Beobachtungsstation entspricht eine gedachte Station auf der Profilgeraden, die den Schall gleichzeitig registriert haben würde. Die Lage dieser

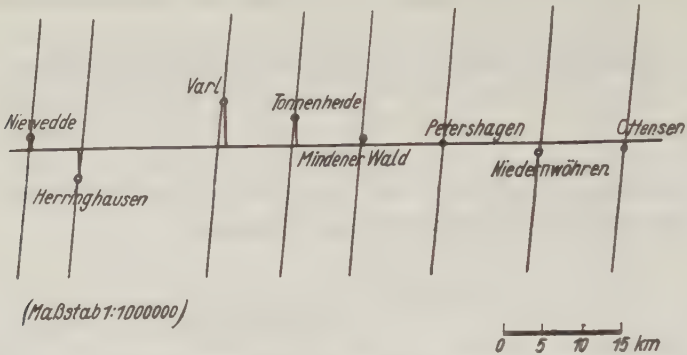


Fig. 10. Fortschreiten der Wellenfronten bei einem seitlichen Einfallswinkel von 5°

Stationen hängt von dem zunächst unbekannten seitlichen Einfallswinkel α ab. Daher gehört zu jedem Wert von α eine besondere Laufzeitkurve. Von diesen

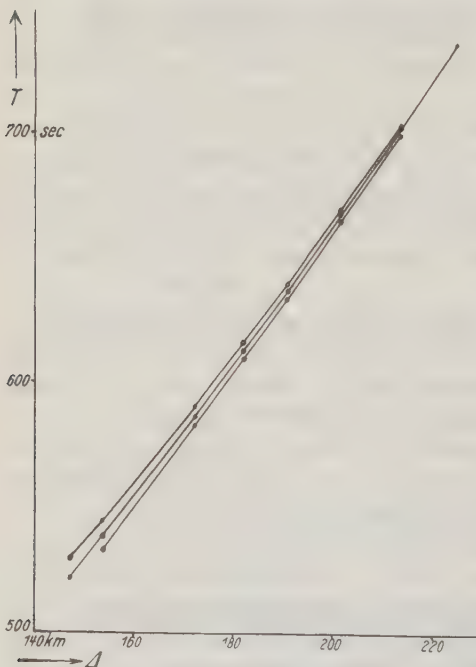


Fig. 11. Laufzeitkurve des anomalen Schalles am 15. Dezember 1932 zwischen Niewedde und Ottensen

Kurven können nur diejenigen der Wirklichkeit entsprechen, welche keine Wendepunkte enthalten. Wendepunktfreie Laufzeitkurven erhält man bei seitlichen Einfallswinkeln zwischen 10° nördlicher und 5° südlicher Abweichung von der Profilgeraden. In diesem Winkelbereich sind die Laufzeitkurven der drei Fronten stets konvex zur Δ -Achse, d. h. mit wachsender Entfernung fallen die Strahlen immer flacher am Erdboden ein. Fordert man noch, daß die Abnahme des Emergenzwinkels möglichst gleichmäßig erfolgen soll, so erhält man als wahrscheinlichsten Wert für den Winkel α eine Abweichung von 5° nach Norden. In Fig. 11 ist die auf die angegebene Weise ermittelte Laufzeitkurve des anomalen Schalles dargestellt. Hierbei ist nicht berücksichtigt, daß eigentlich für die Δ -Skala nicht die gedachten Stationen auf der Profilgeraden

zu verwenden sind, sondern die normalen Abstände der durch diese Stationen gezogenen Fronten. Da hierdurch sämtliche Entfernungsdifferenzen nur einen wenig von 1 verschiedenen konstanten Faktor erhalten ($\cos 5^\circ = 0.996$), wurde von dieser Korrektur abgesehen.

Zur Veranschaulichung der gleichsinnigen Krümmung dieser Laufzeitkurven wurden aus den Laufzeiten der *b*-Front die Oberflächengeschwindigkeit längs der Profillinie und die Emergenzwinkel nach der Formel

$$\cos e = \frac{v_0}{\frac{d\Delta}{dT} \cdot \cos \alpha}$$

abgeleitet (v_0 = Schallgeschwindigkeit am Erdboden, α = seitlicher Einfallswinkel).

Tabelle 6. Oberflächengeschwindigkeiten und Emergenzwinkel
Nach Mittelwerten aus den Laufzeiten der 1. und 2. Sprengung

	Laufzeit- differenzen sec	Ent- fernungen km	Oberflächen- geschwindigkeit m/sec	Emergenz- winkel
Niewedde—Herringhausen . .	16.8	6.67	397	32° 15'
Herringhausen—Varl	48.1	18.61	379	27 40
Varl—Tonnenheide	26.3	9.73	370	24 50
Tonnenheide—Mindenerwald .	24.1	8.86	368	24 0
Mindenerwald—Petershagen . .	30.4	10.75	354	18 15
Petershagen—Niedernwöhren .	34.7	12.18	351	17 0
Niedernwöhren—Ottensen . .	33.2	11.19	337	4 50

Deutung der Laufzeitkurve. Als Charakteristika der Laufzeitkurve des anomalen Schalles seien hervorgehoben:

1. Die Krümmung.
2. Abstand der Laufzeitkurve des normalen von der des anomalen Schalles (d. i. die Verspätung des anomalen Schalles gegenüber dem normalen).
3. Das Ende der Laufzeitkurve. Dem entspricht die maximale Herdentfernung in der noch direkte anomale Schalleinsätze registriert wurden.

I. Im Falle der Reflexion muß die Laufzeitkurve konvex zur Δ -Achse sein. Bei stetiger Umbiegung sollte außer einem konvexen auch noch ein konkaver Ast auftreten, und beide Äste berühren sich in einem Brennpunkt, der den Innenrand der Außenzone bildet.

Die Beobachtung der Oldebroek-Sprengungen hat zum ersten Male den Nachweis einer Krümmung gebracht. Die Krümmung ist konvex zur Δ -Achse. Ein konkaver Ast ist nicht festgestellt worden.

Hierdurch ist jedoch noch nicht entschieden, daß es sich um Reflexion handelt. Im Falle stetiger Umbiegung können nur solche Strahlen zum Erdboden zurückkommen, für deren Umbiegung die höchste in der Ozonschicht vorhandene Tem-

peratur noch gerade ausreicht. Es muß also, wenn die Temperatur im oberen Teil der Ozonschicht konstant bleibt oder nach oben wieder abnimmt, einen Grenzstrahl geben derart, daß alle steileren Strahlen nicht mehr umgebogen werden. Gehört dieser Grenzstrahl noch dem konvexen Ast der Laufzeitkurve an, so kann ein konkaver Ast nicht auftreten.

II. Die Verspätung des anomalen Schalles gegenüber dem normalen ermöglicht, die Scheitelhöhen der Strahlen abzuschätzen. Sowohl die Auswertung früherer Schallbeobachtungen wie auch speziell die der Oldebroek-Sprengungen haben zu Scheitelhöhen um 40 km geführt.

Im Winter scheint die Verspätung der anomalen Einsätze geringer zu sein. Am 15. Dezember 1932 betrug die Laufzeit für $\Delta = 214$ km 700^s , am 27. Mai 1927 für $\Delta = 216$ km 753^s . Es steht noch nicht fest, ob diese Änderungen der Laufzeiten durch eine tiefere Lage der umbiegenden Schicht im Winter hervorgerufen werden [Gutenbergs Ansicht*]), oder durch stärkere Höhenwinde, welche die Schallgeschwindigkeit vergrößern. Eine Prüfung könnte durch Stationen erfolgen, die senkrecht zur oberen Windrichtung liegen.

III. Bei dem Versuch, aus den Schallbeobachtungen die Gestalt der Schallbahnen in der Atmosphäre zu ermitteln, werden gewöhnlich als Grundlage der Rechnung Windstille und die aus aerologischen Aufstiegen bekannte Temperaturverteilung angenommen (Schallgeschwindigkeit 300 m/sec oberhalb 10 km). Es hat sich aber gezeigt, daß bei diesen Voraussetzungen der äußere Durchmesser der anomalen Schallzone in vielen Fällen kleiner wird, als den Beobachtungen entspricht. Eine von den verschiedenen Möglichkeiten, diese Schwierigkeit zu überwinden, besteht in der Annahme einer Schallgeschwindigkeit von mehr als 300 m/sec in der Stratosphäre. Die Steigerung über den Betrag von 300 m/sec hinaus ist dann auf den Einfluß von Winden zurückzuführen. In Richtung des Windvektors wird dann der äußere Durchmesser der anomalen Schallzone am größten sein.

Aus der Darstellung der Ohrbeobachtungen vom 15. Dezember 1932**) muß man nach dem oben Gesagten einen Westwind mit geringer Nordkomponente und einen schwächeren Südwestwind ablesen. In der Tat war zur Zeit der Beobachtungen ein Ziehen von *acu*-Wolken nach Nordosten zu beobachten, und der bei der Konstruktion der Laufzeitkurve gefundene seitliche Einfallswinkel von $W\ 5^\circ N$ deutet zusammen mit den Laufzeitmessungen der außerhalb des Profils gelegenen Stationen auf Westwinde mit einer Nordkomponente in größeren Höhen.

Die größte Entfernung, in der bei den Oldebroek-Sprengungen direkte anomale Wellen registriert wurden, betrug 289 km (Station Göttingen). Außerdem sind dort Einsätze von reflektierten anomalen Wellen vorhanden. Die Laufzeit-

*) Gutenberg: Schallgeschwindigkeit und Temperatur in der Stratosphäre. Gerlands Beitr. z. Geophys. **27** (1930).

) Duckert: Ergebnisse der Hörbeobachtungen des Sprengversuchs in Oldebroek am 15. Dezember 1932. Zeitschr. f. Geophys. **10, 119 ff. (1934).

kurve im Ostazimut erstreckt sich also mindestens über das Intervall von 145 bis 289 km.

Zur Erklärung dieser Lage der anomalen Schallzone muß man die Annahme von Westwinden in der Stratosphäre heranziehen. Fig. 12 zeigt eine Verteilung der Schallgeschwindigkeit, mit deren Hilfe die Laufzeiten längs der Profillinie Niewedde—Ottensen und an der etwas seitlich gelegenen Station Göttingen bis auf $\frac{1}{2}\%$ genau erklärt werden können (Fig. 12).

Die Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre ist infolge Windwirkung 318 m/sec (statt 300 m/sec bei etwa -50°C und Windstille). Für die Rückbiegung der steilsten beobachteten Strahlen wird eine Geschwindigkeit von 386 m/sec benötigt. Bringt man die Wirkung des Windes in Anrechnung, so bleiben noch 368 m/sec. Das entspricht einer Temperatur von $+63^{\circ}\text{C}$. Die Zunahme der Geschwindigkeit, d. h. der Temperaturanstieg, beginnt bei 35.8 km und beträgt $2.5^{\circ}/100\text{ m}$.

In der Gegenwindrichtung steigt die Geschwindigkeit auf 356 m/sec. Dort müssen alle Strahlen mit Emergenzwinkeln zwischen 0 und 20° zurückgebogen werden. Die Rechnung zeigt, daß dann im Westen zwischen 133 und 174 km eine anomale Schallzone bestanden haben müßte. Sie lag im Gebiet der Nordsee und muß deshalb, falls sie vorhanden war, der Beobachtung entgangen sein.

Eine befriedigende Übereinstimmung zwischen beobachteter und berechneter Laufzeitkurve hat sich auch für jenen Fall erreichen lassen, daß in der Stratosphäre eine Schallgeschwindigkeit von 321 m/sec vorhanden war und die Wellen an einer Sprungfläche in 37 km Höhe reflektiert wurden.

Die Entscheidung zwischen Reflexion und stetiger Umbiegung läßt sich demnach mit Hilfe der Oldebroek-Sprengungen noch nicht erreichen. Vermutlich wird aber die Beobachtung einer Sprengung in zwei entgegengesetzten Profilen zum Ziele führen.

Die vorliegende Arbeit wurde unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. Angenheister ausgeführt. Ihm und Herrn Dr. H. Jung bin ich für vielseitige Anregungen zu großem Dank verpflichtet.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Mai 1933.

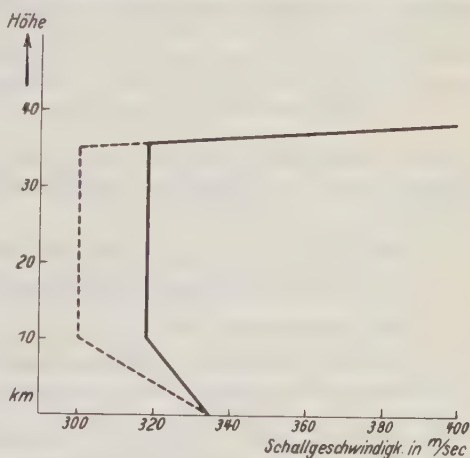


Fig. 12

Schallgeschwindigkeit als Funktion der Höhe

--- Schallgeschwindigkeit bei ruhender Luft,
 — Schallgeschwindigkeit bei Einrechnung des Windes

Berechnung der Laufzeitkurven des anormalen Schalles für windstille Atmosphäre und Vergleich mit der Laufzeitkurve der Oldebroek-Sprengung vom 15. Dezember 1932

Von **Heinrich Jung**, Göttingen — (Mit 6 Abbildungen)

Es werden unter Annahme verschiedener Schallgeschwindigkeits- bzw. Temperaturverteilungen in der Atmosphäre theoretische Laufzeitkurven für den anormalen Schall berechnet und mit den experimentellen Ergebnissen der Oldebroek-Sprengung vom 15. XII. 32 verglichen. Es zeigt sich, daß die Annahme windstiller Atmosphäre zur Deutung der Beobachtungen nicht ausreicht und daß es mit dem vorliegenden Material noch nicht möglich ist, zu entscheiden, ob Reflexion an einer Schichtgrenze oder stetige Umbiegung der Schallstrahlen in der Stratosphäre stattfindet.

Die Laufzeitkurve des anormalen Schalles im Ostprofil der Oldebroek-Sprengung vom 15. Dezember 1932*) weist folgende charakteristischen Merkmale auf:

1. Der Beginn liegt zwischen 129 und 145 km Entfernung vom Sprengort.
2. Das Ende ist nicht festzustellen; es liegt mindestens in 289 km Entfernung.
3. Die Laufzeitkurve ist konvex zur Δ -Achse gekrümmt und verläuft für große Δ nahezu parallel zur Laufzeitgeraden des normalen Schalles. Δ bedeutet die Entfernung Sprengherd—Beobachtungsort.

H. Regula**) hat in seiner Bearbeitung der Oldebroek-Sprengung gezeigt, daß eine derartige Laufzeitkurve theoretisch sowohl durch Reflexionen an Schichtgrenzen in der Stratosphäre als auch durch kontinuierliche Umbiegung der Schallstrahlen in der Stratosphäre erklärt werden kann. Durch Überschlagsrechnungen, denen für die Troposphäre und die untere Stratosphäre plausible aerologische Daten zugrunde gelegt wurden, zeigte sich jedoch, daß unter Annahme windstiller Atmosphäre bezüglich der Ausdehnung des Gebietes, in welchem anormaler Schall auftritt, keine Übereinstimmung mit der Beobachtung zu erzielen war.

Zur näheren Untersuchung dieser Fragen wurden nunmehr verschiedene theoretische Fälle, zunächst für windstille Atmosphäre, systematisch durchgerechnet und mit der Beobachtung verglichen. Die hierbei verwendeten Daten waren folgende:

Schallgeschwindigkeit am Boden 334.5 m/sec, in 10 km Höhe (obere Grenze der Troposphäre) 300 m/sec, Abstieg linear mit der Höhe. Dies entspricht einer Temperatur von $+4^{\circ}\text{C}$ am Boden, von -50°C in 10 km Höhe. Der Tempe-

*) Von der Aufspaltung des anormalen Schalles in mehrere Einsätze soll hier abgesehen werden.

**) H. Regula: Schallausbreitung in der Atmosphäre, III. Ergebnisse der Sprengungen in Oldebroek. Zeitschr. f. Geophys. 10, 179 ff. (1931).

raturabstieg kann ebenfalls in ausreichender Näherung als linear angesehen werden*). Die Schallstrahlen sind Kreisbögen.

In der Stratosphäre wird die Schallgeschwindigkeit zunächst als konstant zu 300 m/sec angenommen (Temperatur -50°C), und zwar für den Fall der

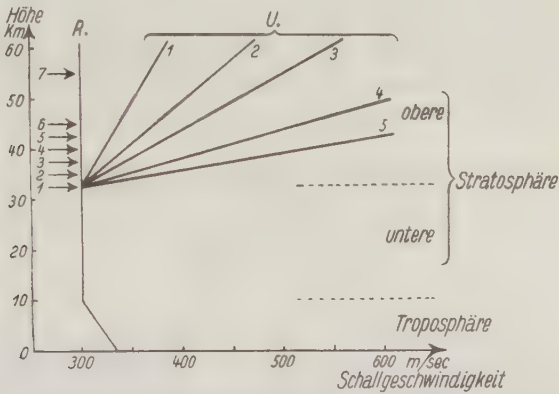


Fig. 1 a. Angenommene Schallgeschwindigkeiten als Funktion der Höhe R für Reflexionen (\rightarrow = reflektierende Schicht), U für stetige Umbiegung

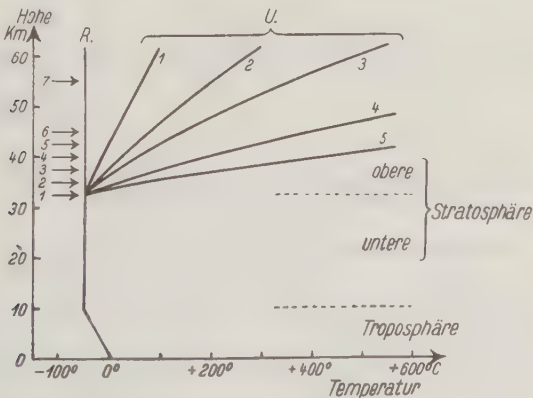


Fig. 1 b. Temperaturverteilung (entsprechend Fig. 1 a)

Reflexion bis zur reflektierenden Schichtgrenze (in 32.5, 35, 37.5, 40, 42.5, 45, 55 km Höhe), für stetige Umbiegung der Strahlen bis zu 32.5 km Höhe. Im letzteren Falle soll die Schallgeschwindigkeit oberhalb 32.5 km, ausgehend von 300 m/sec,

*) Die Temperaturen wurden nach der bekannten Beziehung $T_{\text{abs.}} = \frac{\mu}{R \kappa} \cdot v^2$ berechnet (μ = mittleres Molekulargewicht der Luft = 29, R = Gaskonstante = $= 8,31 \cdot 10^7 \text{ erg/C}^{\circ}$, $\kappa = c_p/c_v = 1,4$).

linear mit der Höhe zunehmen, und zwar pro Kilometer um 3, 6, 9, 18, 36 m/sec (die Schallstrahlen sind wiederum Kreisbögen). Die Verteilung der für die Rechnung verwendeten Geschwindigkeiten und der zugehörigen Temperaturen zeigt Fig. 1 (S. 187).

Im folgenden bezeichnet Δ die Entfernung vom Sprengort, h die Höhe, T die Laufzeit für das in Frage kommende Stück der Strahlbahn. Die Zugehörigkeit zur Troposphäre wird durch den Index tr , zur Stratosphäre durch s angegeben. Im Falle der stetigen Umbiegung erhalten außerdem diejenigen Größen, die sich auf den oberen Teil der Stratosphäre beziehen, einen Strich rechts oben. Näheres

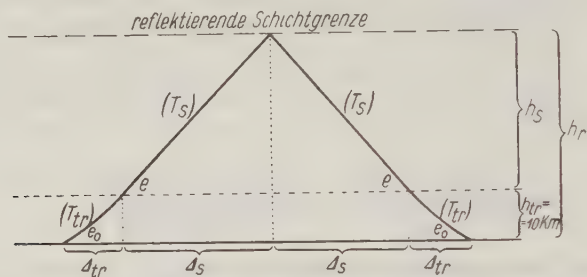


Fig. 2 A. Strahlverlauf bei Reflexion

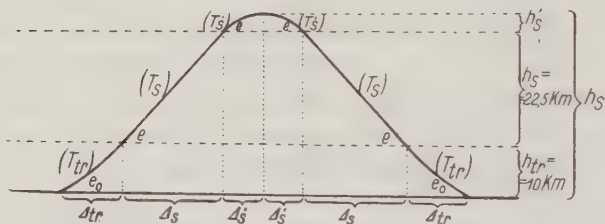


Fig. 2 B. Strahlverlauf bei stetiger Umbiegung

zeigt Fig. 2. e_0 ist der Emergenzwinkel des betrachteten Strahls am Boden, e der Emergenzwinkel desselben Strahls an der unteren Stratosphärenengrenze. Da nach Voraussetzung in der unteren Stratosphäre die Schallgeschwindigkeit konstant ist, behält der Strahl den Emergenzwinkel e bis zur Reflexionsschicht bzw. bis zum Beginn der Umbiegung.

Zur Berechnung der Strahlbahnen und Laufzeiten in der Troposphäre wurden die bekannten Formeln verwendet, die direkt aus dem Brechungsgesetz folgen*). Setzt man die Schallgeschwindigkeit v als lineare Funktion der Höhe an (v_0 = Schallgeschwindigkeit am Boden, v = Geschwindigkeit in der Höhe h),

$$v = v_0 \cdot (1 + \beta \cdot h),$$

*) Vgl. O. Meisser: Luftseismik. Handbuch der Experimentalphysik XXV/3, S. 218—219.

so gilt:

$$\Delta_{tr} = \frac{1}{\beta \cdot \cos e_0} \cdot (\sin e_0 - \sin e),$$

$$T_{tr} = \frac{1}{\beta \cdot v_0} \cdot \ln \left(\frac{1 + \sin e_0 \cdot \cos e}{1 + \sin e \cdot \cos e_0} \right).$$

e_0 wird als gegeben angesehen (und zwar zu 0^0 , 10^0 , 20^0 , . . . , 90^0). Hieraus folgt e mittels des Brechungsgesetzes

$$\frac{\cos e}{\cos e_0} = \frac{v_{tr}}{v_0},$$

worin v_{tr} die Schallgeschwindigkeit in der Höhe h_{tr} (obere Grenze der Troposphäre) bedeutet. β ergibt sich ebenfalls aus v_0 und v_{tr} :

$$\beta = \frac{v_{tr} - v_0}{h_{tr} \cdot v_0}.$$

Setzt man nunmehr die Daten für die Troposphäre ein ($v_0 = 334.5$ m/sec, $v_{tr} = 300$ m/sec, $h_{tr} = 10$ km), und beachtet man, daß beim Durchlaufen der Troposphäre auf dem Hin- und Rückweg Δ_{tr} und T_{tr} je zweimal auftreten (Fig. 2), so ergibt sich schließlich:

$$2 \cdot \Delta_{tr} = 194 \cdot \frac{\sin e - \sin e_0}{\cos e_0} \quad (\text{in km}),$$

$$2 \cdot T_{tr} = 1336 \cdot \left(0,0473 + \log_{(10)} \frac{1 + \sin e}{1 + \sin e_0} \right) \quad (\text{in sec}).$$

Das Ergebnis zeigt Tabelle 1.

Tabelle 1. Troposphäre

e_0	0^0	10^0	20^0	30^0	40^0	50^0	60^0	70^0	80^0	90^0
e	$26^0 15'$	$27^0 56'$	$32^0 36'$	$39^0 03'$	$46^0 36'$	$54^0 48'$	$63^0 22'$	$72^0 08'$	$81^0 02'$	90^0
$2 \cdot \Delta_{tr}$. . .	85.8	58.1	40.7	29.1	21.2	15.4	10.8	6.9	3.4	0 km
$2 \cdot T_{tr}$. . .	276	193	143	111	92	80	71	67	64	63 sec

Für die untere Stratosphäre gelten bei konstanter Schallgeschwindigkeit v die einfachen Beziehungen

$$\Delta_s = h_s \cdot \cotg e,$$

$$T_s = \frac{h_s}{v \cdot \sin e}.$$

Setzt man hier für v den oben angegebenen Wert $v_{tr} = 300$ m/sec, so ergibt sich:

$$2 \cdot \Delta_s = 2 h_s \cdot \cotg e \quad (\text{in km}),$$

$$2 \cdot T_s = \frac{h_s}{0,15 \cdot \sin e} \quad (\text{in sec}),$$

wenn h_s in Kilometer angegeben wird, und zwar entsprechend den oben erwähnten verschiedenen Fällen für die Reflexionshöhe $h_r = h_{tr} + h_s$ nacheinander zu 22.5, 25, 27.5, 30, 32.5, 35, 45 km. Es ergibt sich folgende Übersicht:

Tabelle 2. Untere Stratosphäre

e_0	0^0	10^0	20^0	30^0	40^0	50^0	60^0	70^0	80^0	90^0
$h_r = 32.5 \text{ km}:$										
$2 \cdot \Delta_s$	91.2	84.8	70.4	55.5	42.5	31.8	22.6	14.5	7.1	0 km
$2 \cdot T_s$	339	320	278	238	206	184	168	158	152	150 sec
$h_r = 35 \text{ km}:$										
$2 \cdot \Delta_s$	101.3	94.2	78.2	61.6	47.3	35.3	25.1	16.1	7.9	0 km
$2 \cdot T_s$	377	355	309	264	229	204	186	175	169	167 sec
$h_r = 37.5 \text{ km}:$										
$2 \cdot \Delta_s$	111.4	103.7	86.0	67.8	52.0	38.8	27.6	17.7	8.7	0 km
$2 \cdot T_s$	414	391	340	291	252	224	205	193	186	183 sec
$h_r = 40 \text{ km}:$										
$2 \cdot \Delta_s$	121.6	113.1	93.9	74.0	56.7	42.3	30.1	19.3	9.5	0 km
$2 \cdot T_s$	452	426	371	317	275	245	224	210	202	200 sec
$h_r = 42.5 \text{ km}:$										
$2 \cdot \Delta_s$	131.7	122.6	101.7	80.2	61.4	45.9	32.6	21.0	10.2	0 km
$2 \cdot T_s$	490	462	402	344	298	265	242	228	219	217 sec
$h_r = 45 \text{ km}:$										
$2 \cdot \Delta_s$	141.8	132.0	109.5	86.3	66.2	49.4	35.1	22.6	11.0	0 km
$2 \cdot T_s$	528	498	433	370	321	285	261	245	236	233 sec
$h_r = 55 \text{ km}:$										
$2 \cdot \Delta_s$	182.4	169.8	140.8	111.1	85.1	63.5	45.2	29.0	14.2	0 km
$2 \cdot T_s$	678	640	556	476	413	367	336	315	304	300 sec

Im Falle der Reflexionen in den verschiedenen Höhen h_r erhält man nun die endgültigen Werte für die Laufzeitkurven durch Addition der entsprechenden Zahlen aus Tabelle 1 und 2. Es ist:

$$\Delta = 2 \cdot \Delta_{tr} + 2 \cdot \Delta_s \quad (\text{in km}),$$

$$T = 2 \cdot T_{tr} + 2 \cdot T_s \quad (\text{in sec}).$$

Das Ergebnis findet sich in Tabelle A*) und Fig. 3 A (S. 194).

Im Falle stetiger Umbiegung soll die Geschwindigkeitszunahme in 32.5 km Höhe beginnen. Die Werte für $2 \cdot \Delta_s$ und $2 \cdot T_s$ sind daher aus Tabelle 2 für

*) Abweichungen in der letzten Stelle von der Summe der entsprechenden Zahlen in Tabelle 1 und 2 sind eine Folge der Abrundungen. Bei der Berechnung wurden im allgemeinen ein bis zwei Stellen mehr mitgeführt als in den Tabellen angegeben.

$h_r = 32.5$ km zu entnehmen. Für den Anteil der Strahlen in der oberen Stratosphäre gelten die Beziehungen

$$\Delta'_s = \frac{2}{\beta'_s} \cdot \operatorname{tg} e,$$

$$T'_s = \frac{1}{\beta'_s \cdot v_{tr}} \cdot \ln \frac{1 + \sin e}{1 - \sin e},$$

die man aus den entsprechenden Gleichungen für die Troposphäre erhält, indem man zunächst $e = -e_c$ setzt und hernach e_0 , v_0 und β durch die für die

Tabelle A. Reflexionen

e_0	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$h_r = 32.5$ km:										
Δ	177.0	142.9	111.1	84.6	63.8	47.2	33.4	21.4	10.5	0 km
T	615	514	421	349	299	264	239	224	216	213 sec
$h_r = 35$ km:										
Δ	187.1	152.4	118.9	90.8	68.5	50.7	35.9	23.0	11.3	0 km
T	653	549	452	376	321	284	258	242	232	230 sec
$h_r = 37.5$ km:										
Δ	197.2	161.8	126.7	96.9	73.2	54.3	38.4	24.6	12.1	0 km
T	690	584	483	402	344	304	276	259	249	246 sec
$h_r = 40$ km:										
Δ	207.4	171.2	134.5	103.1	78.0	57.8	40.9	26.2	12.9	0 km
T	728	620	514	428	367	324	295	277	267	263 sec
$h_r = 42.5$ km:										
Δ	217.5	180.7	142.4	109.3	82.7	61.3	43.4	27.8	13.7	0 km
T	766	656	545	455	390	345	314	294	284	280 sec
$h_r = 45$ km:										
Δ	227.6	190.1	150.2	115.4	87.4	64.8	45.9	29.4	14.5	0 km
T	804	691	576	481	413	365	332	312	300	296 sec
$h_r = 55$ km:										
Δ	268.2	227.9	181.5	140.1	106.3	79.0	56.0	35.9	17.6	0 km
T	954	833	699	587	505	447	407	382	368	363 sec

obere Stratosphäre geltenden entsprechenden Werte e , v_{tr} und β'_s ersetzt*). Aus $v_{tr} = 300$ m/sec ergibt sich schließlich:

$$2 \cdot \Delta'_s = \frac{4}{\beta'_s} \cdot \operatorname{tg} e \quad (\text{in km}),$$

$$2 \cdot T'_s = \frac{15,35}{\beta'_s} \cdot \log_{(10)} \frac{1 + \sin e}{1 - \sin e} \quad (\text{in sec}).$$

*) Vgl. O. Meisser: l. c., S. 219.

Für β'_s sind die sich in den verschiedenen der Rechnung zugrunde gelegten Fällen aus den angenommenen Geschwindigkeitsgradienten mittels

$$\beta'_s = \frac{v - v_{tr}}{(h - h_{tr} - h_s) \cdot v_{tr}}$$

ergebenden Werte zu verwenden, wobei h beliebig, nur größer als $h_{tr} + h_s$ ist, die Höhen in Kilometer einzusetzen sind und v die Schallgeschwindigkeit in der Höhe h bedeutet. Man erhält so die Werte

$$\beta'_s = 0.01, 0.02, 0.03, 0.06, 0.1.$$

Zur Berechnung der Scheitelhöhen der einzelnen Strahlen dient die Beziehung

$$h'_s = \frac{1 - \cos e^*}{\beta'_s \cdot \cos e} \quad (\text{in km}).$$

Das Ergebnis zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3. Obere Stratosphäre

e_0	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\beta'_s = 0.01:$										
$2 \cdot \Delta'_s$. . .	98.7	106.1	127.9	162.1	211.6	283.4	398.5	620.6	1268.0	∞ km
$2 \cdot T'_s$. . .	317	339	402	494	615	766	961	1234	1700	∞ sec
h'_s	11.5	13.2	18.7	28.8	45.5	73.4	123.0	226.0	542	∞ km
$\beta'_s = 0.02:$										
$2 \cdot \Delta'_s$. . .	49.4	53.0	64.0	81.0	105.8	141.7	199.2	310.3	634.0	∞ km
$2 \cdot T'_s$. . .	158	170	201	247	307	383	480	617	850	∞ sec
h'_s	5.7	6.6	9.4	14.4	22.8	36.7	61.5	113.0	271.0	∞ km
$\beta'_s = 0.03:$										
$2 \cdot \Delta'_s$. . .	32.9	35.4	42.6	54.0	70.5	94.5	132.8	206.9	422.7	∞ km
$2 \cdot T'_s$. . .	106	113	134	165	205	255	320	411	567	∞ sec
h'_s	3.8	4.4	6.2	9.6	15.2	24.5	41.0	75.3	180.6	∞ km
$\beta'_s = 0.06:$										
$2 \cdot \Delta'_s$. . .	16.4	17.7	21.3	27.0	35.3	47.2	66.4	103.4	211.3	∞ km
$2 \cdot T'_s$. . .	53	56	67	82	103	128	160	206	283	∞ sec
h'_s	1.9	2.2	3.1	4.8	7.6	12.2	20.5	37.6	90.3	∞ km
$\beta'_s = 0.1:$										
$2 \cdot \Delta'_s$. . .	9.9	10.6	12.8	16.2	21.2	28.3	39.8	62.1	126.8	∞ km
$2 \cdot T'_s$. . .	32	34	40	49	61	77	96	123	170	∞ sec
h'_s	1.1	1.3	1.9	2.9	4.6	7.3	12.3	22.6	54.2	∞ km

*) Vgl. O. Meisser: l. c., S. 219.

Die endgültigen Werte für die Laufzeitkurven bei stetiger Umbiegung ergeben sich nunmehr durch einfache Addition:

$$\begin{aligned} \Delta &= 2 \cdot \Delta_{tr} + 2 \cdot \Delta_s + 2 \cdot \Delta'_s \quad (\text{in km}) \\ T &= 2 \cdot T_{tr} + 2 \cdot T_s + 2 \cdot T'_s \quad (\text{in sec}) \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \Delta &= 2 \cdot \Delta_{tr} + 2 \cdot \Delta_s + 2 \cdot \Delta'_s \\ T &= 2 \cdot T_{tr} + 2 \cdot T_s + 2 \cdot T'_s \end{aligned}} \right\} \begin{array}{l} (\Delta_s \text{ und } T_s \text{ aus Tabelle 2} \\ \text{für } h_r = 32.5 \text{ km}), \end{array}$$

ebenso die Scheitelhöhen:

$$h_s = 32.5 + h'_s \quad (\text{in km}).$$

Das Ergebnis zeigt Tabelle B und Fig. 3B (S. 195).

Tabelle B. Stetige Umbiegung

e_0	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\beta'_s = 0.01:$										
Δ	275.7	249.0	239.0	246.7	275.4	330.6	431.9	642.0	1308.5	∞ km
T	932	852	823	843	913	1030	1200	1458	1916	∞ sec
h_s	44.0	45.7	51.2	61.3	78.0	105.9	155.5	258.5	574.5	∞ km
$\beta'_s = 0.02:$										
Δ	226.4	196.0	175.0	165.6	169.6	188.9	232.6	331.7	644.5	∞ km
T	773	683	622	596	606	646	720	841	1066	∞ sec
h_s	38.2	39.1	41.8	46.9	55.3	69.2	94.0	145.5	303.5	∞ km
$\beta'_s = 0.03:$										
Δ	209.9	178.3	153.7	138.6	134.3	141.7	166.2	228.3	433.2	∞ km
T	721	626	555	514	504	519	559	636	783	∞ sec
h_s	36.3	36.9	38.7	42.1	47.7	57.0	73.5	107.8	213.1	∞ km
$\beta'_s = 0.06:$										
Δ	193.4	160.6	132.4	111.6	99.1	94.4	99.8	124.8	221.8	∞ km
T	668	570	488	432	402	391	399	430	500	∞ sec
h_s	34.4	34.7	35.6	37.3	40.1	44.7	53.0	70.1	122.8	∞ km
$\beta'_s = 0.1:$										
Δ	186.9	153.5	123.9	100.8	85.0	75.5	73.2	83.5	137.3	∞ km
T	647	547	461	399	360	340	335	348	386	∞ sec
h_s	33.6	33.8	34.4	35.4	37.0	39.8	44.8	55.1	86.7	∞ km

In jeder Zeile dieser Tabelle gehören die Zahlen links vom Doppelstrich zu solchen Schallstrahlen, denen Punkte auf dem konvexen Ast der Laufzeitkurve entsprechen und die für die Erklärung der experimentell bestimmten Laufzeitkurve der Oldebroek-Sprengung vom 15. Dezember 1932 allein in Frage kommen. Die anderen sind nur der Vollständigkeit halber mit angegeben.

Die gestrichelte Linie in Fig. 3 A und 3 B stellt die Laufzeitkurve des anormalen Schalles bei der Oldebroek-Sprengung dar. Von einer Übereinstimmung mit

einer der theoretisch berechneten Laufzeitkurven kann keine Rede sein. Bei Reflexionen (Fig. 3 A) müßte die Höhe der reflektierenden Schichtgrenze noch

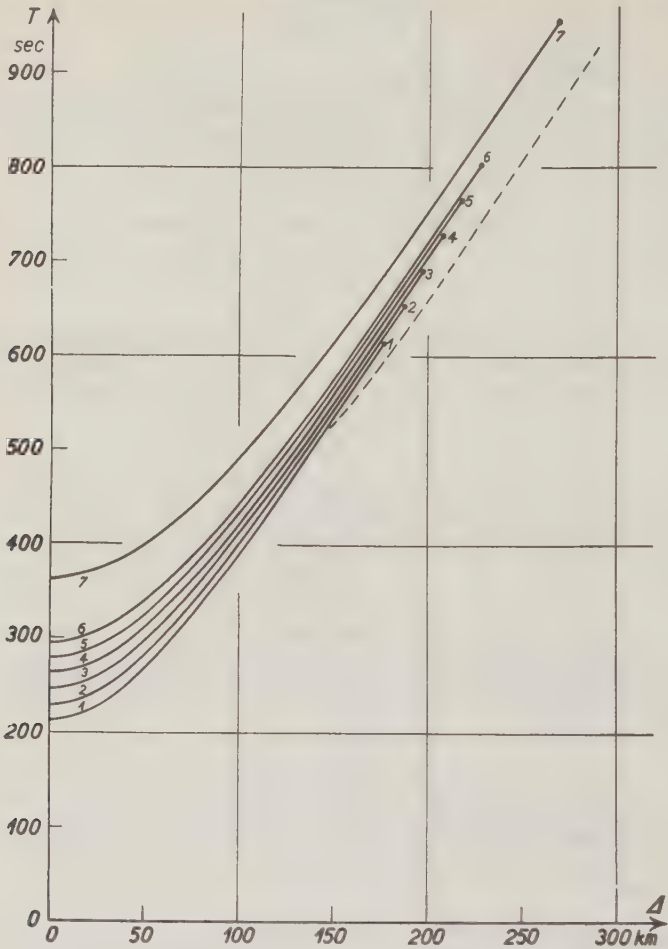


Fig. 3 A. Theoretische Laufzeitkurven für Reflexion

- | | |
|------------------------------|------------------------------|
| 1. Reflexion in 32.5 km Höhe | 5. Reflexion in 42.5 km Höhe |
| 2. " " 35 " " | 6. " " 45 " " |
| 3. " " 37.5 " " | 7. " " 55 " " |
| 4. " " 40 " " | |

(— — — = beobachtete Laufzeitkurve vom 15. Dezember 1932)

höher als 55 km gewählt werden, wenn die Laufzeitkurve mindestens bis $\Delta = 289$ km reichen soll. Dann würden aber die Laufzeiten noch größer ausfallen als in Kurve 7, also noch schlechter mit der Beobachtung übereinstimmen.

Für den Fall der Reflexion läßt sich demnach ein besseres Ergebnis nur durch entsprechende Änderung der Schallgeschwindigkeit in der Troposphäre erzielen.

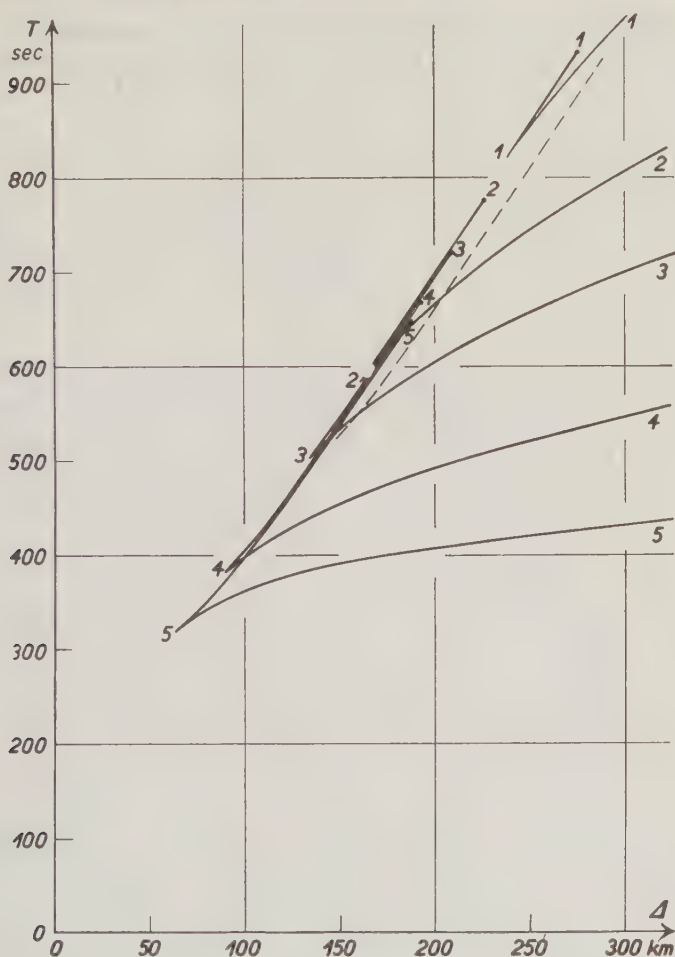


Fig. 3 B. Theoretische Laufzeitkurven für stetige Umbiegung

- | | | |
|----------------------|----------------------|---------------------|
| 1. $\beta'_s = 0.01$ | 3. $\beta'_s = 0.03$ | 5. $\beta'_s = 0.1$ |
| 2. $\beta'_s = 0.02$ | 4. $\beta'_s = 0.06$ | |

(— — — = beobachtete Laufzeitkurve vom 15. Dezember 1932)

Regula*) hat gefunden, daß die Laufzeiten der Oldebroek-Sprengung befriedigend erklärt werden können, wenn man annimmt, daß die Schallgeschwindigkeit in der Troposphäre von 334.5 m/sec am Boden linear mit der Höhe abnimmt bis

*) Durch ähnliche Rechnungen wie oben eingehend besprochen (l. c.) vgl. S. 185.

auf 321 m/sec in 10 km Höhe und in der Stratosphäre konstant bleibt gleich 321 m/sec bis zur reflektierenden Schicht bei 37 km Höhe. Dies würde bei Windstille in 10 km Höhe einer Temperatur von -17°C entsprechen, die aus aerologischen Gründen unmöglich ist. Es bleibt daher nur übrig, von der Annahme einer windstillen Atmosphäre abzusehen. So nimmt beispielsweise Regula einen Westwind an, der am Boden die Geschwindigkeit Null hat, nach oben linear zunimmt bis zu 21 m/sec in 10 km Höhe und darüber konstant gleich 21 m/sec bleibt. Die Temperaturen behalten die Werte, die den theoretischen Rechnungen zugrunde gelegt wurden.

Bei stetiger Umbiegung (Fig. 3 B) liegen die konvexen Äste der berechneten Laufzeitkurven wiederum zu hoch, außerdem sind sie viel zu kurz. Eine Verlängerung des konvexen Astes ist zu erreichen durch Annahme eines nach oben steigenden Gradienten der Schallgeschwindigkeit in der oberen Stratosphäre, eine Verkleinerung der Laufzeiten durch Senkung der Grenze zwischen unterer und oberer Stratosphäre (auf etwa 28 bis 30 km). Letzteres widerspricht jedoch den bisher bekannten Ergebnissen aerologischer Beobachtungen in großen Höhen. Es bleibt also auch hier nur übrig, die Schallgeschwindigkeit in der Troposphäre und der unteren Stratosphäre geeignet abzuändern. Regula fand, daß die Laufzeiten der Oldebroek-Sprengung bis auf $1\frac{1}{2}\%$ zu erklären sind, wenn man annimmt, daß die Schallgeschwindigkeit linear abnimmt von 334.5 m/sec am Boden bis zu 318 m/sec in 10 km Höhe, dann konstant bleibt gleich 318 m/sec bis zu 35.8 km Höhe und oberhalb 35.8 km einem Temperaturgradienten von 2.5°C pro 100 m entsprechend anwächst. Bei Windstille würde sich hieraus für die untere Stratosphäre die unmögliche Temperatur von -22°C ergeben. Es bleibt also, wie im Falle der Reflexionen, nur übrig, eine geeignete Windverteilung anzunehmen, z. B. am Boden Windstille, linear zunehmender Westwind bis zu 18 m/sec in 10 km Höhe, darüber konstanter Westwind von 18 m/sec (Temperaturen wie bei den theoretischen Rechnungen). Die Umkehrung der Strahlen erfolgt dann zwischen 35 und 45 km Höhe.

Da unter Annahme geeigneter Winde die Laufzeitkurve der Oldebroek-Sprengung bei Reflexion und bei stetiger Umbiegung in befriedigender Weise erklärt werden kann, ist eine Entscheidung zwischen Reflexion und stetiger Umbiegung zunächst nicht möglich. Hierzu ist es bei künftigen Sprengungen notwendig, die Beobachtungsstationen so anzulegen, daß man die der windfreien Atmosphäre entsprechende Laufzeitkurve ermitteln kann. Die nähere Untersuchung dieser Laufzeitkurve ermöglicht dann vielleicht eine Entscheidung.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1933.

Im Entwurf der Sprengkommission vorgelegt im Mai 1933.

Ergebnisse der Registrierungen von Schallwellen an kreisförmig um den Sprengherd angeordneten Stationen

Von Dr. P. Duckert, Berlin

Hinweis auf die allgemeinen Schwierigkeiten, die bei der Schaffung des Materials zur rechnerischen Erfassung der Schallbahnen auftreten müssen. Nichtsdestoweniger geben schon vereinfachte Annahmen des atmosphärischen Aufbaues recht gute Übereinstimmungen mit den beobachteten Laufzeiten des Schalles. Das Ergebnis einer Reihe von kreisförmig um den Schallherd angeordneten Stationen ist die Wahrscheinlichmachung eines Windmittels vom Boden bis zur Maximalhöhe der Schallbahnen von W 6° N 32 m/sec.

Bei allen Sprengversuchen, die zur Klärung des Schallausbreitungsproblems angestellt worden sind, ist das erste Bestreben, Beobachtungen zu erhalten, die es ermöglichen, eine Trennung einzelner meteorologischer Faktoren in ihren Einflüssen auf das Beobachtungsergebnis vorzunehmen. Das setzt voraus, daß überhaupt von einer ganz bestimmten Seite an das Problem herangegangen wird, daß eine Arbeitshypothese aufgestellt wird.

Der allgemeinste Ausgangspunkt ist das Laplacesche Gesetz, dessen beschränkte Anwendungsmöglichkeit man kennt, von dem aber als sehr sicher angenommen wird, daß die Vorgänge der Schallausbreitung in der Atmosphäre in diesen Anwendungsbereich fallen. Versuche zur endgültigen Bestätigung sind eingeleitet. Nach äußerer Kenntnis der Atmosphäre und ihrer Physik verbleiben sodann wiederum mit großer Sicherheit nur die beiden Faktoren, virtuelle Temperatur und Wind, in ihrer vertikalen und horizontalen Verteilung als maßgebende einflußnehmende Elemente.

Die Bahngesetze, die die Ausbreitungsvorgänge beherrschen, können dann das Brechungsgesetz, das Reflexionsgesetz und das Beugungsgesetz sein, von denen das letztgenannte den Nachteil — oder Vorteil, wie man will — hat, daß es in seinen Auswirkungen theoretisch und rechnerisch bisher nicht exakt erfaßbar ist. Alle Gesetzmäßigkeiten setzen zu ihrer Anwendung voraus, daß Temperatur und Wind und ihre Gradienten an den Raumpunkten, die die Wellenfläche einer Schallschwingung gerade erreicht, zu der gleichen Zeit bekannt sind. Die Aerologie und ihre Meßmethoden können diese Ergebnisse naturgemäß nicht mit der vielfach geforderten Übereinstimmung zwischen Ort und Zeit geben, auch — speziell was Windmessungen angeht — nicht in den schon merkbaren Einfluß habenden Genauigkeitsgrenzen angeben. Also ist alles — um mit Kölzer zu reden — vage Spekulation!

Läßt man aber diese Spekulation zu — sonst müßten wir als einzig mögliche Konsequenz ja das ganze Schallproblem feierlich zu Grabe tragen —, so gibt es doch eine ganze Reihe von Möglichkeiten, die Meßergebnisse dahin auszulegen

und — was immer wieder gesagt werden muß — zu ergänzen, daß wir über kurz oder lang werden entscheiden können, welches der Gesetze den maßgebendsten Einfluß hat. Übertriebene Kleinlichkeit scheint mir hier ganz unangebracht, zumal wir ja nicht wissen wollen, zu welchem Bruchteil einer Sekunde an einem beliebigen Ort eine Explosion zu hören ist, die hunderte von km entfernt veranlaßt worden ist, sondern als Aerologen die Hoffnung hegen, aus indirekten Schlüssen etwas aus den höheren Atmosphärenschichten zu erfahren.

Unter solchen großzügigen Gesichtspunkten ist nun bei vielen Schallversuchen bei Annahme des bekannten Brechungsgesetzes aus den Laufzeitdarstellungen versucht worden, Wind- und Temperatureinfluß zu trennen, wobei als Annahme zwecks Vereinfachung der Übersicht zunächst einmal gemacht wurde, daß im ganzen Versuchsgebiet keine zeitlichen und horizontalen Gradienten von Temperatur und Wind vorhanden sind, sondern als besonders markant eben nur vertikale Gradienten zu beachten seien.

Hier soll an Hand des sehr übersichtlichen Schallversuchs vom 15. Dezember 1932 in Oldebroek aufmerksam gemacht werden auf die Laufzeiten, welche erstmalig durch einwandfreie Registrierungen der Sprengwellen in mehreren kreisförmig um den Sprengherd in etwa 185 km Herdentfernung erhalten wurden.

Die benutzten Zahlenwerte sind der Materialzusammenstellung im gleichen Heft der Zeitschrift entnommen. Die benutzten Stationen lagen folgendermaßen zum Sprengherd verteilt:

Jever	im NE	in 181.78 km Entfernung
Tonnenheide	„ E	„ 183.06 „ „
Lindenberg: 3	„ E	„ 185.12 „ „
Stockum	in SEzE	„ 182.04 „ „
Pelzerturm	im S	„ 187.02 „ „

Hierin und im folgenden ist die Bezeichnung Lindenberg: 3 so zu verstehen, daß der Ort gemeint ist, an dem die in Lindenberg registrierte Schallwelle, die einwandfrei als doppelt am Erdboden oder in Erdbodennähe reflektiert angesehen werden kann, das erstemal den Boden erreicht hat bzw. hätte.

Für die Einsätze, gemittelt aus den beiden ersten Sprengungen des Versuchstages, seien nachstehend die Laufzeiten angegeben, wobei die aus Ähnlichkeit der Aufzeichnungen auf den Registrierkurven vermutete Zugehörigkeit der Einsätze durch Untereinandersetzen angedeutet sei:

Jever	627.6	633.5	637.8 sec
Tonnenheide	609.6	612.8	616.6 „
Lindenberg: 3		618.5	619.8 „
Stockum		614.3	615.8 „
Pelzerturm		691.5	„

Durch lineare Reduktion der einzigen vollständigen vierten Spalte auf gleiche Herdentfernung von 185 km, was bei den geringfügigen Abweichungen hiervon

durchaus zulässig bleibt, ergeben sich für die einzelnen Einsätze folgende Laufzeiten und mittlere Oberflächengeschwindigkeiten:

	NE	E	E	SEzE	S
Laufzeit =	644.7	619.3	619.4	625.8	684.0 sec
E/T =	286.9	298.7	298.7	295.6	270.5 m/sec

Die Verschiedenheit der Laufzeiten und damit auch der mittleren Oberflächengeschwindigkeiten in den verschiedenen Azimuten muß zweifellos als Windeinfluß gedeutet werden, was auch wohl bei verschiedenartigster Auffassung der Schallvorgänge von keiner Seite bezweifelt wird. Bei Annahme eines vom Erdboden bis in die Maximalhöhe mit gleicher Stärke und Richtung wehenden Windes wäre der Versuch einmal zu machen, diese Meßwerte dazu zu benutzen, um Stärke und Richtung dieses angenommenen Windes zu berechnen. Das ist relativ einfach, da man zwischen der Laufzeit T_0 (senkrecht zur Windbewegung), T_a (im Azimut a der Windbewegung), der Entfernung E und der Windkomponente im Azimut a w_a die Beziehung setzen kann

$$\frac{E}{T_a} - \frac{E}{T_0} = w_a.$$

Die Bestimmungsstücke des Windes werden überbestimmt, so daß eine gewisse Kontrolle des Ergebnisses möglich ist. Für den obigen Fall ergäbe ein mittlerer Wind aus W 6° N von 32 m/sec folgende Laufzeitdarstellung gegenüber der beobachteten:

	Laufzeiten im Azimut				
	S 6° W	S	SEzE	E	NE
berechnet	693.1	684.9	624.1	619.6	644.4 sec
beobachtet	—	684,0	625.8	619.4	644.7 „

In Anbetracht der wirklich groben mittleren Annahmen über die atmosphärischen Verhältnisse ist diese Übereinstimmung immerhin recht überraschend.

Wenn wir nun auch aus Messungen und anderen Beobachtungen*) ableiten konnten, daß auf jeden Fall bis in Höhen von 20 km diese einfachen Annahmen über den Wind keineswegs zutreffen, abgesehen von der Tatsache, daß er sehr einheitlich wehte, so könnte man daraus doch eventuell folgern, daß für diesen Fall die vielgenannten Windgradienten mit der Höhe auf die Umbiegung der Schallwellen nicht den entscheidenden Einfluß haben, der ihnen vielfach zugeschrieben wurde. Da ein Einfluß auf die Schallbahn aber nach dem Brechungsgesetz zweifellos vorhanden ist, müssen die diesbezüglichen Einflüsse sich mehr oder weniger im Laufe des Schallweges aufgehoben haben.

Eines kann man aber mit Sicherheit daraus schließen und das allein mag schon diese Veröffentlichung rechtfertigen: Die Schallbahn hat auf jeden Fall

*) Siehe P. Duckert: Die Wetterlage und die Schichtung der Atmosphäre am 15. Dezember 1932, dem Sprengtag von Oldebroek. Zeitschr. f. Geophys. 10, 127, 1934.

Höhen über 20 km, und zwar wahrscheinlich weit über 20 km Höhe erreicht. Eine Erklärung durch Beugungseffekte in niedrigeren Schichten ist vollkommen ausgeschlossen. Denn auf die Ergebnisse bei Annahme der Beugung hätte der klar hervortretende Windeinfluß ja jedenfalls den Einfluß, daß mindestens in der Höhe der Beugungsschicht ein Wind von mehr als 32 m/sec geweht haben müßte. Eine so hohe Windstärke müßte sich aber auch durch die in meiner Wetterzusammenstellung gebrachten Ergebnisse belegen lassen. Hinzu kommt, daß die mittlere Oberflächengeschwindigkeit des Schalles in der Ostrichtung in 185 km Entfernung zu etwa 300 m/sec gemessen worden ist, was bei Annahme so starker Windkomponenten weitere Schwierigkeiten auf die Annahme niedrigerer Gipfelhöhe und Schallbeugung bereiten würde.

Beobachtungsergebnisse über den Einfluß der „akustischen Umkehrschicht“ auf die Schallausbreitung

Von **B. Sandmann** — (Mit 6 Abbildungen)

Gegenstand der Untersuchung bildet das Beobachtungsmaterial, welches die von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft angestellten Sprengungen ergeben haben. Es wird der Nachweis erbracht, daß in denjenigen Fällen, soweit sie auf Grund ausreichender meteorologischer Messungen diskutiert werden können und in denen in Potsdam in einer Entfernung von etwa 37 km anomaler Schall festgestellt wurde, dieser Schall auf den Einfluß einer „akustischen Umkehrschicht“ zurückgeführt werden muß. Zu den betreffenden Beobachtungsergebnissen ist bisher noch von keiner Seite Stellung genommen worden.

1. Allgemeines. Die neueren Physikbücher [(1), (2)] enthalten über Brechung, Reflexion und Beugung als akustische Erscheinungen eingehende Untersuchungen. Dagegen wird in der Literatur über die Schallausbreitung in der freien Atmosphäre nur die Brechung als wesentlich hingestellt [(4), (8), (10)]. Auch zur Erklärung der anomalen Schallfortpflanzung wird meist davon ausgegangen, daß das Brechungsgesetz allein maßgebend ist [(3), (6), (13), (14)]. Auf dieser Grundlage ist die Lösung des Problems noch nicht gelungen.

Daß auch die Reflexion des Schalles an der Erdoberfläche für die Schallausbreitung längs der Erdoberfläche von großer Bedeutung ist [(5), (9a), (12)], wurde erst in neuerer Zeit erkannt.

Der Schallbeugung in der freien Atmosphäre wird nur eine ganz untergeordnete Bedeutung zugeschrieben. Es findet sich auch in eingehenden Abhandlungen oft nur die Bemerkung, daß, wenn sich die Schallwelle bei mit der Höhe abnehmender Schallgeschwindigkeit dem Brechungsgesetz entsprechend vom Erdboden abhebt und so über dem Beobachter hinweggeht, kein direkter, sondern höchstens diffus abgebeugter Schall den Beobachter erreicht [(4), S. 75, (10), S. 42 u. (11)].

Auf die obengenannten, die geradlinige Schallausbreitung störenden Vorgänge, insbesondere Brechung und Reflexion, wurden bisher alle Erscheinungen der atmosphärischen Schallfortpflanzung zurückgeführt. Nicht möglich ist dies, wenigstens nicht nach den bisherigen Anschauungen, bei einem besonderen Fall un stetigen Aufbaues der Atmosphäre, wenn nämlich eine Luftschicht vorhanden ist, in welcher die Schallgeschwindigkeit nach vorheriger Abnahme mit der Höhe konstant bleibt oder zunimmt. (Dies kann für alle Himmelsrichtungen oder auch nur für einen Sektor der Fall sein.) Eine solche Luftschicht wollen wir abkürzend „akustische Umkehrschicht“ nennen.

Gegenüber dem meteorologischen Begriff der „Inversion“ bezieht sich der Ausdruck „akustische Umkehrschicht“ abgesehen von der Schallgeschwindigkeitsumkehr auch auf die Tatsache, daß eine derartige Schicht die Umkehr bzw. Rückkehr des Schalles zum Erdboden bewirkt, was bereits durch Beobachtungsmaterial belegt ist [(9a), S. 24—26 u. (12), S. 263—267]. In der vorliegenden Arbeit werden weitere Beispiele über die Wirksamkeit der akustischen Umkehrschicht gegeben.

Die graphische Darstellung des durch die Temperatur- und Windverhältnisse bestimmten Schallgeschwindigkeitsverlaufes in Abhängigkeit von der Höhe mittels der Schallgeschwindigkeitskurve wurde zuerst von Kölzer vorgeschlagen [(9b), S. 253 u. (12), S. 244].

Die akustischen Umkehrschichten sind meist an Temperaturinversionen gebunden. Es ist für den Meteorologen eine bekannte Erscheinung, daß die Temperaturinversionen in der Regel mit einem Windsprung oder einer Winddrehung verbunden sind. Die Wirkungen der Temperaturinversion und des Windsprunges überlagern sich in diesem Falle und bewirken so eine besonders ausgeprägte akustische Umkehrschicht bzw. Unstetigkeit im Verlauf der Schallgeschwindigkeitskurve. Letzterer ist infolge des Windes richtungsabhängig. Es sei hier z. B. an die meist mit einem Windsprung behaftete sogenannte obere Inversion erinnert.

Daß diesem für die atmosphärische Schallfortpflanzung äußerst wichtigen Sonderfall im Aufbau der Atmosphäre bisher noch nicht Rechnung getragen wurde, ist um so bemerkenswerter, als bestimmte, hierdurch offenbar hervorgerufene Phänomene der Schallausbreitung gegen den Wind verschiedentlich schon früher aufgefallen sind, ohne daß man hierfür eine Erklärung hatte oder auch nur auf das Wesentliche der Begleitumstände aufmerksam wurde. Eine nähere Charakterisierung der zu der betreffenden Zeit vorhandenen atmosphärischen Verhältnisse in Abhängigkeit von der Höhe wird von den Beobachtern nicht gegeben [Literaturangabe s. (12), S. 267].

Am Schluß der genannten Arbeit (9a) hat Kölzer betont, daß die Frage nach dem physikalischen Vorgang bei den oben besprochenen, eigenartigen Schallausbreitungsvorgängen noch offen sei. Die Ergebnisse weisen auf einen Zusammenhang mit der anomalen Schallfortpflanzung hin.

Aus dem umfangreichen Beobachtungsmaterial, das die von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführten Sprengungen ergeben haben (7),

sind im folgenden diejenigen Fälle anomalen Schalles herausgesucht worden, für welche der Schallverlauf rechnerisch festgestellt werden kann.

Die meteorologischen Messungen zu den von der Notgemeinschaft ausgeführten Sprengungen reichen nur in wenigen Fällen über die Troposphäre hinaus. Es sind daher im folgenden nur diejenigen Beispiele anomalen Schalles auf relativ kleine Entfernungen für die rechnerische Nachprüfung herausgegriffen, für welche ausreichende meteorologische Daten vorhanden sind und die Kulminationshöhe des Schalles nachweisbar unterhalb 15 km liegt. Bisher wurden zur Erklärung der anomalen Schallausbreitung und insbesondere zur rechnerischen Bestimmung des Schallweges vielfach Höhen angenommen, deren Temperaturverhältnisse noch unbekannt sind. Die Bezeichnung „Schallstrahl“ für den Schallweg als den Weg des Energietransportes wird, da sie allgemein üblich ist, im folgenden beibehalten.

Das obengenannte Beobachtungsmaterial (7) enthält mehrere Fälle, bei denen in Potsdam (Beobachter Prof. Kühl) anomaler, von der Jüterboger Sprengung herrührender Schall durch Registrierung festgestellt wurde. Die Entfernung Jüterbog—Potsdam beträgt nur etwa 37 km, wohingegen die ausgeprägte Zone anomaler Hörbarkeit gewöhnlich in etwa 100 bis 200 km Entfernung (13) von der Schallquelle auftritt. An jedem Versuchstag sind immer mehrere Sprengungen in kurzen Zeitabständen ausgeführt worden; hierdurch wird eine Kontrolle des Meßergebnisses möglich gemacht. Auf Grund der gemessenen Laufzeiten t und der betreffenden Entfernungen E ergeben sich folgende anomalen, scheinbaren Schallgeschwindigkeiten c (s. Tabelle 1).

Tabelle 1

Datum	$c = \frac{E}{t}$	Schallgeschwindigkeit auf Grund der Luft- temperatur und Wind- komponente am Erdboden	Lufttemperatur am Erdboden
	m/sec	m/sec	°C
26. Juni 1926	329.5	341	14.5
17. Juni 1927	297	350	26.0
22. Juli 1927	293	345	16.4
19. August 1927	257	343	15.5
30. September 1927	255	341	14.6
1. Oktober 1927	269	333	8.9

Auffallend ist an diesen Ergebnissen der große Unterschied zwischen den einzelnen, an verschiedenen Tagen gemessenen, scheinbaren Schallgeschwindigkeiten, der offensichtlich auf sehr verschiedene Kulminationshöhen des Schalles hinweist.

Nur für die beiden extremen Fälle, nämlich 329.5 m/sec am 26. Juni 1926 und 255 m/sec am 30. September 1927 liegen meteorologische Messungen bis in größere Höhen vor. Die Messungen sind zumeist den Aerologischen Berichten (15) entnommen, zum anderen Teil sind sie in Jüterbog und Kummersdorf ausgeführt.

2. Die Sprengung am 26. Juni 1926. Der Schall war in Potsdam nicht hörbar. Normaler Schall ist hier nicht gemessen worden. Auf Grund der registrierten Laufzeiten t des ersten anomalen Einsatzes ergibt sich im Mittel eine Schallgeschwindigkeit $c = E/t$ von 329.5 m/sec (s. Tabelle 2).

Tabelle 2

Sprengort Jüterbog, $\varphi = 52^{\circ} 3.13'$, $\lambda = 12^{\circ} 59.62'$ (erste Sprengung),
 $\varphi = 52^{\circ} 3.17'$, $\lambda = 12^{\circ} 59.63'$ (zweite Sprengung),
 Beobachtungsort Potsdam $\varphi = 52^{\circ} 23.0'$, $\lambda = 13^{\circ} 3.8'$, $E = 37.05$ km.

		Laufzeiten t in sec	
		normal	anomal
16 ^h 59' 59"	503 kg Sprengstoff	—	112.2*) (5)**) 129.7 (13)
17 6 59	503 „ „	—	112.6 (6) 133
$c = E/t =$		—	329.5 m/sec —

In der Fig. 1 ist auf Grund der vorliegenden meteorologischen Messungen (s. Tabelle 3) die Schallgeschwindigkeitskurve für die Richtung Jüterbog—Potsdam

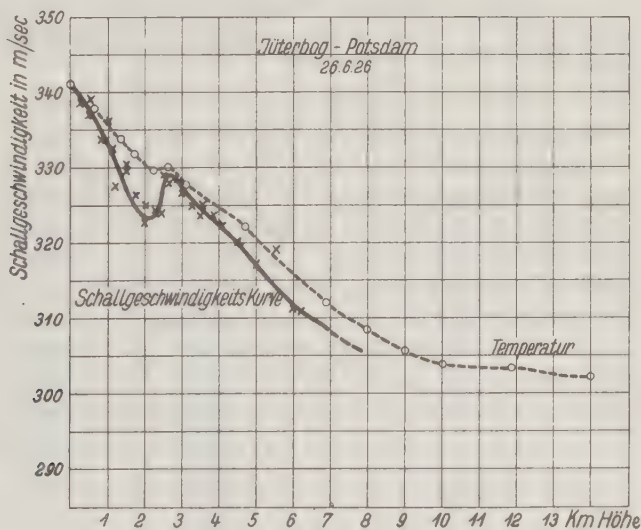


Fig. 1

Schallgeschwindigkeitsverlauf der Richtung Jüterbog—Potsdam am 26. Juni 1926

(annähernd Süd-Nord) dargestellt und zwar bis zur Höhe von 6000 m. Nur bis zu dieser Höhe liegen Temperatur- und Windmessungen vor. Bis 14000 m Höhe

*) Im Beobachtungsmaterial (7) unter „normal“ aufgeführt.

**) Die Zahlen in Klammern geben die Dauer des Einsatzes an.

sind nur Temperaturmessungen vorhanden. Die Schallgeschwindigkeit, die am Erdboden 341 m/sec beträgt, erreicht diesen Wert mit zunehmender Höhe nicht mehr, soweit diese hier in Frage kommt. An der Schallgeschwindigkeitskurve fällt eine ausgeprägte Unstetigkeit, ein Wiederaufstieg der Kurve in etwa

Tabelle 3
Höhenwindmessungen am 26. Juni 1926

Halle 17 ^h			Leipzig 18 ^h		
Höhe in m	Richtung	Geschwindigkeit	Höhe in m	Richtung	Geschwindigkeit
0	24	1	0	24	2
300	26	2	200	22	2
500	27	3	500	24	3
800	29	4	1000	24	4
1100	30	3	1500	28	5
1200	29	9	2000	30	8
1400	28	7	2500	26	5
1700	28	9	3000	26	7
2000	28	8	3500	26	6
2300	28	9	4000	26	7
2400	29	8	4500	27	6
2600	27	5	5000	29	5
2800	26	4	5500	24	3
3000	25	6	6000	29	6
3300	26	7	6200	30	5
3500	27	7			
3800	26	6			

Höhentemperaturmessungen am 26. Juni 1926

Lindenberg 15 ^h		Lindenberg 18 ^h	
Höhe in m	Temperatur in °C	Höhe in m	Temperatur in °C
0	14.1	0	14.5
600	9.3	2200	— 3.3 Inversion
1000	5.4	2300	— 3.0 „
1300	3.0	2400	— 2.0 „
1700	0.0	2600	— 3.0 „
2000	— 1.8 Inversion	3100	— 6.8
2100	— 1.6 „	4200	— 13.5
2300	— 4.0 „	4500	— 15.8
2400	— 1.8 „	4700	— 15.5
		6900	— 31.2
		7500	— 32.5
		8000	— 37.0
		9000	— 40.8
		9800	— 43.3
		10000	— 43.7
		10300	— 44.3
		10600	— 44.0
		11400	— 44.8
		11900	— 44.5
		12600	— 43.0
		13100	— 43.8
		13400	— 45.5
		14000	— 46.5
		14300	— 46.5

2100 m Höhe auf. In 2700 m Höhe erreicht die Schallgeschwindigkeit noch einmal einen Höchstwert von 329 m/sec. Der Vergleich der gemessenen, scheinbaren Schallgeschwindigkeit $c = E/t = 329.5$ m/sec mit der Schallgeschwindigkeit, welche der Lufttemperatur und Windkomponente am Erdboden entspricht (341 m/sec,) beweist zunächst, daß der Schall sich nicht längs der Erdoberfläche, sondern in der Höhe fortgepflanzt hat. Hieraus muß im Hinblick auf den Verlauf der Schallgeschwindigkeitskurve weiter gefolgert werden, daß als Ursache der Rückkehr des Schalles zum Erdboden nur die akustische Umkehrschicht von 2100 bis 2700 m Höhe in Frage kommt und daß also die Kulminationshöhe des Schallweges im Bereich der Umkehrschicht liegen muß. Zur Nachprüfung dieser Behauptung muß durch Berechnung nachgewiesen werden, daß hinsichtlich der Laufzeit keine Widersprüche bestehen.

Der Verlauf des Schalles läßt sich bei den gegebenen meteorologischen Verhältnissen nicht mit dem Brechungsgesetz berechnen, da hierzu die Schallgeschwindigkeit in der Kulminationshöhe des Schallweges mindestens den Wert am Erdboden erreichen muß. Der wirkliche Schallweg läßt sich dem derzeitigen

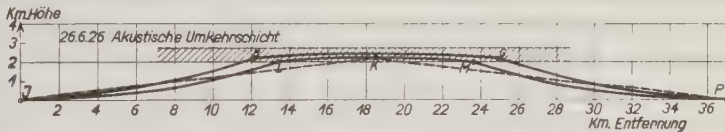


Fig. 2. Schallweg in der Richtung Jüterbog—Potsdam am 26. Juni 1926

Standes unserer Kenntnis des Schallausbreitungsvorganges entsprechend nur annähernd in der Weise bestimmen, daß für einen angenommenen Schallweg die Laufzeit berechnet und mit der gemessenen Laufzeit verglichen wird. Eine genügende Annäherung ist vorhanden, wenn bei Berücksichtigung des Laufzeitunterschiedes der Schallweg im vermuteten Bereich der Umkehrschicht bleibt. Hierbei wird ein symmetrischer Schallweg, d. h. ein Schallweg mit gleichem Abgangs- und Einfallswinkel angenommen.

In erster Annäherung sei zunächst die Laufzeit für einen fiktiven geradlinigen Schallweg J—K—P bestimmt (s. Fig. 2), der in den unteren Teil der Umkehrschicht seine Kulminationshöhe erreicht. Es ergibt sich auf Grund einer einfachen Beziehung:

$$\text{Laufzeit } t = \frac{2 \sqrt{H^2 + \left(\frac{E}{2}\right)^2}}{c_m},$$

worin

Kulminationshöhe $H = 2200$ m

Entfernung Jüterbog—Potsdam $E = 37050$ m

Mittlere Schallgeschwindigkeit vom Boden bis zur

Höhe H $c_m = 332.5$ m/sec

$$t = 112.21 \text{ sec.}$$

Diese Laufzeit liegt nur wenig unterhalb der mittleren gemessenen Laufzeit (s. Tabelle 2). Der wirkliche Schallweg scheint also hinsichtlich seiner Kulminationshöhe einen ähnlichen Verlauf zu haben, wobei die Schallstrahlen unterhalb der Umkehrschicht nach aufwärts gekrümmt gedacht werden müssen.

Unter vorliegenden Verhältnissen läßt sich ein Schallstrahl mit angenommenem Abgangswinkel nur unterhalb der akustischen Umkehrschicht, d. h. bis zu seinem Eindringen in dieselbe nach dem Brechungsgesetz verfolgen. Aber auch für diesen Teil des Schallweges ist die Bestimmung der Laufzeit durch Integration mittels Infinitesimalrechnung nicht möglich, da die Schallgeschwindigkeit sich mit der Höhe nicht gesetzmäßig ändert. Man behilft sich hier daher zweckmäßig mit einer schichtweisen Berechnung des Schallweges bzw. der Laufzeit, wobei man homogene Luftschichten mit geradlinigem Verlauf des Schallstrahles annimmt. Die hierdurch verursachten Abweichungen vom wirklichen Schallstrahlenverlauf sind sehr gering und hier insbesondere unwesentlich, da es nur möglich ist, den Verlauf des Schallweges qualitativ zu erfassen und da mit gewissen Ungenauigkeiten hinsichtlich der durch Beobachtung gefundenen Werte (Laufzeit, Windgeschwindigkeit usw.) gerechnet werden muß. Von einer Berücksichtigung der durch die Seitenwindkomponente (4 bis 5 m/sec) hervorgerufenen Laufzeitvergrößerung kann in diesem Falle bei der Berechnung abgesehen werden.

Wenn man einen Schallweg J—H—G—P mit einer Kulminationshöhe von 2400 m und einem Abgangswinkel von 86° annimmt (s. Fig. 2), so erhält man eine Laufzeit von 113.22 sec (s. Berechnung, Tabelle 4).

Tabelle 4

Schicht	Schallgeschwindigkeit in Richtung des Schallstrahles c	Winkel i	Horizontalprojektion des Schallstrahles e'	Laufzeit in der Schicht t'
0— 200	340.5	86°	2860	8.420
200— 400	339.0	$83\ 18'$	1702	5.056
400— 600	337.5	$81\ 24$	1324	3.967
600— 800	336.0	$79\ 52$	1118	3.381
800—1000	334.0	$78\ 6$	949	2.904
1000—1200	332.5	$76\ 56$	862	2.662
1200—1400	330.5	$75\ 32$	775	2.421
1400—1600	328.0	$73\ 56$	694	2.203
1600—1800	325.5	$72\ 29$	634	2.041
1800—2000	324.5	$71\ 56$	613	1.987
2000—2200	323.5	$71\ 24$	594	1.937

$$\Sigma e' = 12125 \text{ m} \quad \Sigma t' = 36.979 \text{ sec}$$

$$\text{Laufzeit } t = 2 \Sigma t' + \frac{E - 2 \Sigma e'}{c_u},$$

worin:

$$E = 37050 \text{ m,}$$

mittlere Schallgeschwindigkeit in der Umkehrschicht $c_u = 326 \text{ m/sec}$ (gemäß Fig. 1).
Es ergibt sich eine Laufzeit

$$\underline{t = 113.22 \text{ sec}}$$

Der Berechnung sind homogene Schichten von 200 m Dicke zugrunde gelegt. In der Umkehrschicht muß ein nach oben schwach konvex gekrümmter Schallweg angenommen werden (in der Berechnung oberhalb 2200 m Höhe), der als geradlinig betrachtet wird. Die berechnete Laufzeit ist um nahezu 1 sec zu groß gegenüber der beobachteten Laufzeit. Da es sich bei dem beobachteten Schall um einen Einsatz von mehreren Sekunden Dauer handelt (s. Tabelle 2), wäre ein derartiger Schallweg denkbar.

Eine genügende Annäherung an die gemessene Laufzeit gibt ein Schallweg J—L—M—P (s. Fig. 2) mit einem Abgangswinkel von 88° und einer Kulminationshöhe von 2200 m. Die Laufzeitberechnung ergab hierfür einen Wert $t = 112.73$ sec. Aus diesem Ergebnis geht hervor, daß hinsichtlich des ersten Schalleinsatzes die Annahme eines gleichen Abgangs- und Einfallswinkels den wirklichen Verhältnissen in diesem Falle offenbar nahekommt.

Den im nächsten Abschnitt folgenden Beobachtungsergebnissen vorgreifend kann hierzu noch gesagt werden, daß ein nicht symmetrischer Schallstrahl ähnlich wie in Fig. 6 im vorliegenden Falle nicht möglich ist, da sämtliche Schallstrahlen die Umkehrschicht bereits in einer Entfernung von weniger als 16 km von der Schallquelle erreichen.

Die zweiten Einsätze der Registrierung am 26. Juni 1926 (s. Tabelle 2) können nicht als gesichert gelten. Der Unterschied in den gemessenen Laufzeiten der beiden Sprengungen ist zu groß und auch die Dauer der Einsätze zu verschieden. Anomale Schalleinsätze sind wegen ihrer geringen Intensität oft von Störungen anderer Art kaum zu unterscheiden. Die Kontrolle durch mehrere kurz hintereinander erfolgende Sprengungen ist deshalb immer durchgeführt worden.

Als Beweis dafür, daß die obigen Ergebnisse einwandfrei sind und nicht auf irgendwelchen Fehlmessungen beruhen, kann angeführt werden, daß die Umkehrschicht am genannten Tage zur gleichen Zeit ihren Einfluß auch in anderer Entfernung und Richtung geltend machte:

An zwei etwa nordöstlich von Jüterbog nahe zusammengelegenen Beobachtungsorten, nämlich Forsthaus Grubenmühle und Storkow ist in einer Entfernung von etwa 69 bzw. 68 km neben normalem Schall ebenfalls anomaler Schall gemessen worden (s. Tabelle 5).

Tabelle 5

Beobachtungsort			Laufzeiten t in sec			
			normal	anomal		
Forsthaus Grubenmühle $E = 69.4$ km	$\lambda = 13^\circ$	$59.8'$	203.2 (2)	207.8 (3)	228.5 (1)	238.8 (1)
	$\varphi = 52^\circ$	$10.1'$	203.3 (1)	207.6 (3)	228.5 (2)	238.7 (2)
Storkow $E = 68.1$ km	$\lambda = 13^\circ$	$56.7'$	202.1 (1)	204.8 (1)	225.6 (1)	236.4 (1)
	$\varphi = 52^\circ$	$15.0'$	201.2 (1)	204.5 (1)	225.2 (1)	236.8 (1)
$c = E/t =$ ca.			341 m/sec	334 m/sec	303 m/sec	290 m/sec

Die für beide Orte geltende Schallgeschwindigkeitskurve mit ausgeprägter Umkehrschicht oberhalb 2100 m Höhe zeigt Fig. 3. (Die Windkomponenten sind für die mittlere Richtung gebildet worden.)

Auch in diesem Falle deuten die ersten anomalen Einsätze beider Meßstellen mit 334 m/sec unzweifelhaft auf die Umkehrschicht hin. Bezüglich des Brechungsgesetzes gilt das zum vorigen Beispiel Gesagte.

An den beiden letztgenannten Beobachtungsorten sind noch weitere anomale Einsätze von 308 m/sec und 290 m/sec Schallgeschwindigkeit aufgenommen worden, die als einwandfrei gelten müssen in Anbetracht der mehrmaligen Registrierung mit gleichen Laufzeiten.

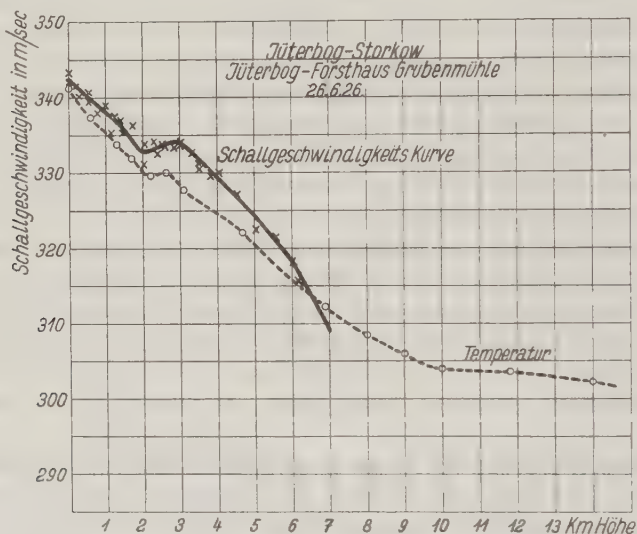


Fig. 3. Schallgeschwindigkeitsverlauf der mittleren Richtung zwischen Jüterbog—Storkow und Jüterbog—Forsthaus Grubenmühle am 26. Juni 1926

Da hohe Windmessungen fehlen, können diese Einsätze nicht nachgeprüft werden. Es ist jedoch anzunehmen, daß auch sie durch eine Umkehrschicht hervorgerufen sind, die in 10 bis 15 km Höhe liegen muß, wo die obere Inversion in Verbindung mit einem Windsprung in der Regel eine solche bedingt. In einer früheren Veröffentlichung des Verfassers ist nachgewiesen worden, daß bei normalem thermischen Aufbau der Atmosphäre und ohne den Einfluß einer Windkomponente die Schallgeschwindigkeit $c = E/t$ für den aufsteigenden Teil eines Schallstrahls etwa 300 m/sec beträgt, wenn der Abgangswinkel 86° und die Kulminationshöhe 14 km ist [s. (12), S. 271].

3. Die Sprengung am 30. September 1927. Die auf Grund der meteorologischen Messungen (s. Tabelle 7) gezeichnete Schallgeschwindigkeitskurve für

die Richtung Jüterbog—Potsdam (s. Fig. 4) steigt oberhalb 9 km steil an und erreicht in 12 km Höhe beinahe den Wert am Erdboden; es fehlen nur noch 5 m/sec daran.

Tabelle 6

Sprengort Jüterbog $\varphi = 52^{\circ} 3.2', \lambda = 12^{\circ} 59.6'$
 Beobachtungsort Potsdam $\varphi = 52^{\circ} 23.0, \lambda = 13^{\circ} 3.8$
 $E = 36.95 \text{ km}$

			Laufzeiten t in sec	
			normal	anomal
17 ^h 20' 0.3''	150 kg	Sprengstoff	107.7 (12)	144.7
30 0.3	300 „	„	107.7 (12)	144.7
18 20 0.0	100 „	„	107.9 (12)	144.6 (3)
30 0.0	50 „	„	107.9 (12)	144.6 (3)
			$c = E/t = 342 \text{ m/sec}$	255 m/sec
1. Oktober:				
01 ^h 10' 0.5''	300 kg	Sprengstoff	111.2 (8)	137.5
20 0.5	150 „	„	111.2 (8)	137.5
			$c = E/t = 332.2 \text{ m/sec}$	269 m/sec

Windmessungen bis 2000 m Höhe sind zur ersten Sprengung um 17²⁰ Uhr, bis 6000 m um 15⁰⁰ Uhr und bis 14000 m Höhe um 11 Uhr gemacht worden. Höhen-

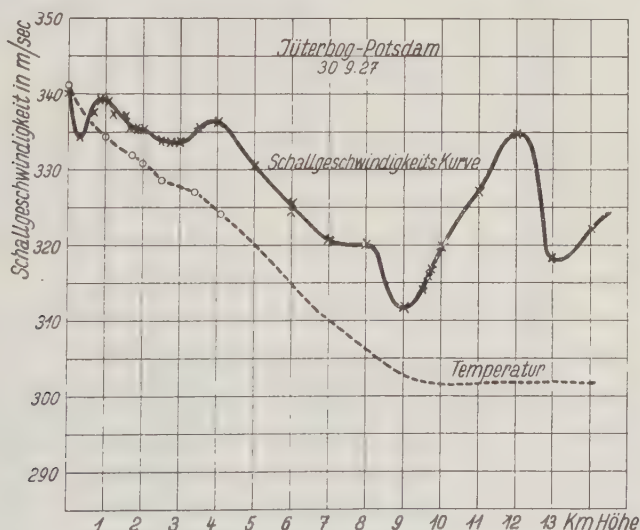


Fig. 4. Schallgeschwindigkeitsverlauf der Richtung Jüterbog—Potsdam am 30. September 1927

temperaturmessungen liegen nur bis 2000 m und vom folgenden Tage bis 4000 m vor, doch kann man hier mit dem normalen Temperaturverlauf rechnen, welcher der Jahreszeit entspricht. Der Wind bestimmt infolge seiner verhältnismäßig

großen Variation in weitaus stärkerem Maße als die Temperatur den Verlauf der Schallgeschwindigkeitskurve. Nur die vier ersten Sprengungen (s. Tabelle 6), welche zeitlich den Windmessungen nahekommen, werden zur rechnerischen Untersuchung herangezogen. Die beiden letzten Sprengungen erfolgten 7 Stunden später. Es wurde zu den vier ersten Sprengungen ein hörbarer normaler Einsatz registriert, welcher der Schallgeschwindigkeit in der Nähe des Erdbodens ent-

Tabelle 7
Höhenwindmessungen am 30. September 1927

Höhe in m	11 ^h Lindenberg		15 ^h Lindenberg		17 ^h 20' Kummerdori	
	Richtung	Geschwindigkeit	Richtung	Geschwindigkeit	Richtung	Geschwindigkeit
0	14	5	17	3	26	3.8
300	14	5	14	4	27	7.6
500	15	8	14	4	25	6.6
600	—	—	15	5	23	5.5
700	15	10	—	—	—	—
800	—	—	16	5	21	6.5
1000	16	8	17	5	20	6.8
1200	—	—	18	5	21	6.5
1500	17	9	19	6	20	5.8
1700	18	8	—	—	21	5.2
1800	—	—	20	3	20	4.3
2000	20	6	20	4	19	5.0
2500	18	7	19	6		
3000	17	8	19	7		
3500	18	9	17	9		
4000	19	7	18	12		
5000	18	8	18	10		
6000	18	10	18	10		
7000	20	12				
8000	19	16				
9000	21	15				
10000	20	23				
11000	20	32				
12000	19	37				
13000	21	25				
14000	19	23				

Höhentemperaturmessungen

Kummerdori, am 30. September 1927 um 18^h 30'

Höhe in m	Temperatur °C
0	12.8
450	8.5
680	6.6
980	4.5
1880	— 2.2

Lindenberg, am 1. Oktober um 10^h

Höhe in m	Temperatur °C
0	11.2
300	8.4
400	8.4
1000	3.8
1700	0.0
1900	— 1.5
2000	— 1.5
2100	— 2.4
2500	— 5.0
2700	— 5.0
3100	— 7.3
3300	— 7.4
4100	— 12.0

Jüterbog:

17 ^h 20'	Lufttemperatur am Boden	14.6°
18 20		13.8
„ „ „		

spricht. Außerdem wurde anomaler Schall beobachtet mit einer sehr niedrigen scheinbaren Schallgeschwindigkeit $c = E/t = 255$ m/sec. In Fig. 5 sind zwei Diagramme der Registrierungen dargestellt, die dem Verfasser von Prof. Kühl zur Verfügung gestellt wurden. Die anomalen Einsätze sind auf Grund von vier Sprengungen verbürgt.

Folgende Berechnung soll zunächst zeigen, daß die Kulminationshöhe eines fiktiven Schallstrahls unter vorliegenden Verhältnissen maximal höchstens 15 km betragen kann:

Bei gegebener Laufzeit und gegebener mittlerer Schallgeschwindigkeit eines gedachten Schallstrahles ist dessen Kulminationshöhe am größten, wenn Abgangs- und Einfallswinkel am Erdboden gleich sind, wie aus der Definition der Ellipse folgt. Nimmt man zur Vereinfachung zur ersten Annäherung einen geradlinigen Schallweg J—K—P an (s. den punktiert gezeichneten Schallweg in Fig. 6), dann läßt sich für 15 km Kulminationshöhe seine Laufzeit t wie folgt berechnen:

$$t = \frac{2 \sqrt{H^2 + (E/2)^2}}{c_m},$$

worin

Kulminationshöhe $H = 15000$ m

Entfernung Jüterbog—Potsdam. $E = 36950$ m

Mittlere Schallgeschwindigkeit in

Richtung des Schallstrahles. . $c_m = 325$ m/sec

$$t = 146.45 \text{ sec.}$$

Die beobachtete Laufzeit ist um etwa 2 sec kleiner (s. Tabelle 6). Hieraus geht hervor, daß als maximale Kulminationshöhe eines Schallstrahls höchstens 14 bis 15 km in Frage kommt.

Ein dem Brechungsgesetz entsprechender Verlauf des Schallstrahls ist jedoch im vorliegenden Falle nicht möglich, da die Schallgeschwindigkeit in der Kulminationshöhe mit Rücksicht auf den hier bedingten Abgangswinkel die Schallgeschwindigkeit am Erdboden um mehr als 70 m/sec übertreffen müßte. Die Schallgeschwindigkeit in der betreffenden Höhe ist aber in Wirklichkeit kleiner als am Erdboden (s. Fig. 4).

Auch andere Ursachen für eine derartige Ablenkung der Schallstrahlen und Abwärtskrümmung zum Erdboden sind bei den gegebenen meteorologischen Ver-

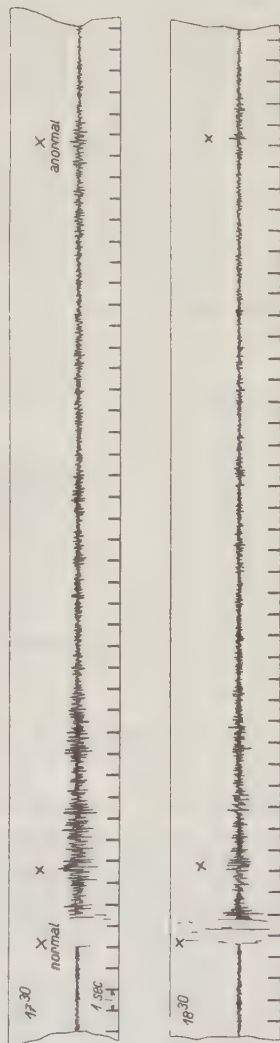


Fig. 5. Registrierung von normalem und anomalem Schall in Potsdam am 30. September 1927

hältnissen in der in Frage kommenden Höhe von etwa 15 km nicht vorhanden.

Die Reflexion des Schalles an einer „Unstetigkeitsfläche“ (surface de discontinuité), wie sie von Esclangon (5) in Erwägung gezogen worden ist, d. h. in diesem Falle also ein Schallweg J—L—P mit einer Kuhninationshöhe von 9 bis 10 km läßt sich gemäß vorhergehender Berechnung mit der gemessenen Laufzeit nicht in Einklang bringen. ($t = 126.7$ sec für $H = 9.5$ km und $c_m = 328$ m/sec).

Die obigen Erwägungen haben erwiesen, daß ein Schallweg mit gleichem Abgangs- und Einfallswinkel und einer Kuhninationshöhe im Bereiche der akustischen Umkehrschicht hier nicht diskutabel ist. Wohl aber läßt sich der Verlauf des anomalen Schalles in anderer Weise auf den Einfluß der Umkehrschicht zurückführen:

Ein Schallstrahl mit einem Abgangswinkel von 79^0 wird nach aufwärts gebrochen und erreicht die Umkehrschicht, die im vorliegenden Falle über der

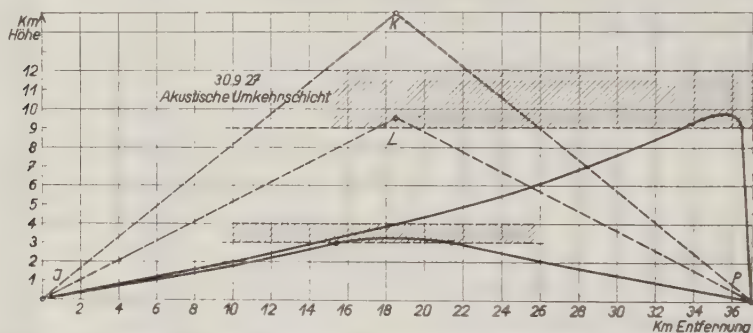


Fig. 6. Schallwege in der Richtung Jüterbog—Potsdam am 30. September 1927

Troposphäre liegt, in etwa 34 km Entfernung von der Schallquelle nahezu senkrecht über dem Beobachtungsort (s. Fig. 6). Zweigt sich von hier in etwa 9.5 km Höhe eine Schallwelle ab, welche die Meßstelle annähernd senkrecht von oben erreicht, so ergibt sich für den betreffenden Schallstrahl eine Laufzeit von 144.012 sec (s. Berechnung, Tabelle 8) und damit eine genügende Annäherung an die gemessene Laufzeit.

Bezüglich der Bestimmung des Schallweges gilt das oben Gesagte. Der Seitenwind beträgt bis 9000 m Höhe im Mittel nur etwa 5 m/sec und kann daher vernachlässigt werden. Der Laufzeitberechnung sind unter Berücksichtigung des Abgangswinkels und des Verlaufes der Schallgeschwindigkeitskurve Schichten von 1000 m Dicke zugrunde gelegt worden. Um die Berechnung zu vereinfachen, wurde der Schallweg in 9500 m Höhe und von dort zum Erdboden geradlinig angenommen. In Anbetracht der nur qualitativ möglichen Bestimmung des Schallweges und der Laufzeit sind diese Vereinfachungen ohne Bedeutung. Eine

Variation des Abgangswinkels ist nur in geringem Maße möglich. Eine Vergrößerung des Abgangswinkels von z. B. 2^0 würde abgesehen von der zu großen Laufzeit einen rückläufigen Schallstrahl bedingen. Gegen eine entsprechende Verkleinerung spricht sowohl die besondere Stellung der Grenzstrahlen [s. (12), S. 257 u. 258] als auch die Wahrscheinlichkeit, daß im vorliegenden Falle die Kulminationshöhe des Schallweges im untersten Teile der Umkehrschicht liegt.

Der Verfasser hat bereits in einer früheren Veröffentlichung auf die Möglichkeit eines derart unsymmetrischen Schallweges mit ungleichen Abgangs- und Einfallswinkel hingewiesen [s. (12), S. 261].

Daß im vorliegenden Falle der Weg des anomalen Schalles ganz von den Windverhältnissen der Troposphäre abhängig gewesen sein muß, ergibt sich aus der Tatsache, daß 7 Stunden später eine wesentlich geringere Laufzeit und damit höhere Schallgeschwindigkeit gemessen wurde, nämlich 269 m sec.

Tabelle 8

Schicht	Mittlere Schallgeschwindigkeit in Richtung des Schallstrahls <i>c</i>	Winkel <i>i</i>	Horizontalprojektion des Schallstrahls <i>e</i>	Laufzeit in der Schicht <i>t'</i>
0—1000	337.5	79°	5145	15.528
1000—2000	337.0	78 34'	4947	14.977
2000—3000	334.2	76 25'	4139	12.741
3000—4000	335.0	76 60	4331	13.267
4000—5000	334.2	76 25	4139	12.741
5000—6000	327.5	72 17	3129	10.031
6000—7000	322.5	69 43	2706	8.946
7000—8000	320.3	68 41	2563	8.590
8000—9000	316.0	66 48	2333	8.031
9000—9500	312.8	65 28	1096	3.851
9500—9600	315.0	($\sim 90^0$)	1800	$t' = \frac{1800}{315} = 5.714$
9500—0	321.0	($\sim 0^0$)	622	$t' = \frac{9500}{321} = 29.595$
			$E = 36950 \text{ m}$	$t = 144.012 \text{ sec}$

Betrachtet man die Schallgeschwindigkeitskurve in Fig. 4 mit ihren vielen mehr oder weniger ausgeprägten Umkehrschichten im Hinblick auf obige Untersuchungsergebnisse, so erklärt sich, warum zwischen dem normalen Schall (342 m/sec) und dem gesicherten Haupteinsatz des anomalen Schalles (255 m/sec) keine vollkommene Ruhe aufkommt (s. Fig. 5). Die dazwischenliegenden Einsätze sind auch auf Umkehrschichten zurückzuführen: Nehmen wir z. B. einen Schallverlauf an, der in etwa 3200 m Höhe in der dort vorhandenen, gut ausgeprägten Umkehrschicht seine Kulminationshöhe erreicht (s. Fig. 6), so ergibt sich für diesen Schallweg eine Laufzeit von 111.70 sec (s. Berechnung, Tabelle 9) und damit eine Verspätung von 3.9 sec gegenüber dem normalen Schall. Wie aus dem Diagramm der Registrierung in Fig. 5 ersichtlich ist, entspricht dieser Laufzeit in der Tat ein etwa 3.7 bis 3.9 sec nach dem Haupteinsatz des normalen Schalles auftretendes Störungsmaximum.

Führt man den anomalen Schall auf Brechung in den höheren Luftschichten zurück, so läßt sich diese Erklärung auf den oft vorhergehenden, schwachen Schalleinsatz nicht anwenden. Seine geringe Intensität ist aber kein Grund, ihn zu vernachlässigen oder auf irgendwelche unkontrollierbaren Nebenursachen zurückzuführen. In Gegenteil muß man sich fragen, ob nicht die allgemeinen Umstände, welche die Ursache für sein Auftreten sind, noch stärker ausgeprägt in der Regel den anomalen Schall hervorrufen.

Tabelle 9

Schicht	Mittlere Schallgeschwindigkeit in Richtung des Schallstrahls c	Winkel ϵ	Horizontalprojektion des Schallstrahls e'	Laufzeit in der Schicht t'
0—1000	337.5	81°	5671	17.063
1000—2000	337.0	79 32'	5412	16.330
2000—3000	334.2	77 12	4404	13.514
			$\Sigma e' = 15487 \text{ m}$	$\Sigma t' = 46.907 \text{ sec}$

$$\text{Laufzeit } t = 2 \Sigma t' + \frac{E - 2 \Sigma e'}{c_u},$$

worin:

$$E = 36950 \text{ m},$$

mittlere Schallgeschwindigkeit in der Umkehrschicht $c_u = 334.0 \text{ m/sec}$ (gemäß Fig. 4).
Es ergibt sich eine Laufzeit

$$t = 111.70 \text{ sec.}$$

Laufzeitdifferenz gegenüber dem normalen Schall:

$$111.70 - 107.8 = \underline{3.9 \text{ sec.}}$$

Schlußbemerkungen. Durch die obigen Untersuchungsergebnisse ist der Nachweis gebracht worden, daß das Berechnungsgesetz nicht in allen Fällen der Berechnung von Schallwegen in der Atmosphäre zu Grunde gelegt werden kann.

Eine Untersuchung über die allgemeine Bedeutung der akustischen Umkehrschicht und anderer Unstetigkeiten in der Atmosphäre muß in Anbetracht des beschränkten Raumes einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

Literatur

- 1) Lehrbuch der Physik, Müller-Pouillet, Band I, 3. Akustik. 1929.
- 2) Handb. d. Phys., Bd. VIII, Akustik. 1927.
- 3) P. Duckert: Über die Ausbreitung von Explosionswellen in der Erdatmosphäre. Ergebnisse der kosmischen Physik, Bd. 1. 1931.
- 4) E. Emden: Beiträge zur Thermodynamik der Atmosphäre. Meteorol. Zeitschr. S. 1918.
- 5) E. Esclangon: L'acoustique des canons et des projectiles. Paris 1925.
- 6) B. Gutenberg: Mit welcher Genauigkeit läßt sich die Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre finden? Gerlands Beitr. z. Geophys. 35, 1932, Heft 1.

7) H. Hergesell u. P. Duckert: Sprengungen zu Forschungszwecken. Ergebnisse der vom 1. April 1923 bis zum 30. September 1926 an verschiedenen Orten Deutschlands ausgeführten Versuche. Sonderdruck aus: Die Arbeiten des Preuß. Aeronaut. Observatoriums bei Lindenberg, 1927. ... Dasselbst 1929. Die Ergebnisse der Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland vom 1. Oktober 1926 bis zum 31. März 1929.

8) Kammüller: Die rechnerische Berücksichtigung von Wind- und Temperaturveränderungen beim Schallmeßverfahren. Dissertation, Hannover 1921.

9a) J. Kölzer: Beobachtungsergebnisse über Schallausbreitung auf nahe Entfernungen und Schlußfolgerungen zum Problem der anomalen Schallausbreitung. Berlin 1932. Veröffentlichungen des Preuß. Meteorologischen Instituts. Julius Springer.

9b) Beitrag zur Schallausbreitung in der Atmosphäre. Zeitschr. f. Geophys. 1928, Heft 5.

10) R. Ladenburg u. E. von Angerer: Über die Ausbreitung des Schalles in der freien Atmosphäre. Bericht über die Versuche des Kommandos der Artillerie-Prüfungskommission in Flandern. Berlin 1918.

11) Lord Rayleigh: Theory of sound, Bd. II, 1926.

12) B. Sandmann: Beiträge zur Schallfortpflanzung, im besonderen zur Schallbeugung und anomalen Schallfortpflanzung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 28, 1930.

13) A. Wegener: Akustik der Atmosphäre, Lehrbuch der Physik, Müller-Pouillet, Bd. V, 1, 1928.

14a) F. J. W. Whipple: The Investigation of Air Waves from Explosions, Quarterly Journal, Nr. 240, July 1931.

14b) F. J. W. Whipple: Researches of the Transmission of Air Waves to great Distances. Gerlands Beitr. z. Geophys. 24, 1929—1930.

15) Aerologische Berichte, Zusammenstellung von Messungen aus der freien Atmosphäre. Herausgegeben im Auftrage des Reichsverkehrsministeriums von der Leitung des Flugwetterdienstes.

Zur Frage der anomalen Schallausbreitung

Von **Joseph Kölzer**, Berlin-Grünwald

Die neueren Erklärungsversuche über die Ursache der anomalen Schallausbreitung werden zusammengestellt. Es wird darauf hingewiesen, daß die Annahme einer hohen Temperatur in der oberen Atmosphäre mangels ausreichender Daten und widerspruchsvoller Registrierergebnisse nicht als Lösung betrachtet werden kann. Die Notwendigkeit, Registrierergebnisse für mittlere Entfernungen mit gleichzeitigen vollständigen meteorologischen Daten zu organisieren, wird als wichtigste Forderung betont und die Vermutung ausgesprochen, daß nach den bisherigen Ergebnissen auf nahe und mittlere Entfernung in bestimmten Fällen die anormale Schallausbreitung auf Beugung zurückgeführt werden muß.

Vorbemerkung. Der vorstehende Aufsatz bezieht sich auf den Stand der Arbeiten, wie er durch Veröffentlichungen in der Fachliteratur bis etwa 15. Januar 1934 bekannt geworden ist.

Die Frage der anomalen Schallausbreitung ist längere Zeit in der Fachliteratur nicht mehr behandelt worden. Dafür sind meines Erachtens mehrere

Gründe maßgebend gewesen. Ein Hauptgrund besteht darin, daß von dem überwiegenden Teil der Autoren diese Frage bereits als so weit geklärt betrachtet wird, daß an der Ursache der anomalen Schallausbreitung, nämlich einer starken Temperaturzunahme in der Stratosphäre in etwa 35 bis 40 km Höhe, nicht zu zweifeln sei. Diese zuerst von Wiechert (s. 1., S. 66) ausgesprochene Ansicht wird vornehmlich auch von Gutenberg (s. 2., S. 429 u. a. a. O.), Hergesell (s. 3., S. 38), Bartels (s. 4., S. 313), Weickmann (s. 5., S. 641), Duckert (s. 6., S. 283 u. a. a. O.), Whipple (s. 7., S. 334), Meisser (s. 8., S. 250) und Angenheister (s. 9., S. 436) vertreten. Ein Teil der Autoren, vor allem Hergesell, Angenheister, Meisser und Bartels, läßt zwar die bestehenden Unsicherheiten gelten, will aber doch dem oben genannten Temperatureinfluß als Ursache die größere Wahrscheinlichkeit zusprechen.

Ferner muß bemerkt werden, daß mit der Zunahme der Registrierergebnisse, die von der Sprengkommission der Notgemeinschaft veranlaßt und herausgegeben wurden, das Bild der anomalen Schallausbreitung im Laufe der Jahre nicht eindeutiger, sondern verwickelter geworden ist. Während bis vor kurzem die Ansicht, daß die hohe Temperatur in der Stratosphäre die wesentliche Ursache für die anomale Schallausbreitung sei, noch durch andere Vorgänge in der hohen Atmosphäre gestützt zu werden schien, z. B. durch die Ergebnisse der Ozonforschung, kann neuerdings nach den Untersuchungen von Dobson und Götz (s. 10., S. 456) dieses Gebiet nicht mehr als Stütze für jene Ansicht herangezogen werden.

In diesem Zusammenhang verdient hervorgehoben zu werden, daß Duckert in einem zusammenfassenden Referat über die hohe Atmosphäre am 5. Dezember 1933 im Berliner Zweigverein der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft seine jetzigen Anschauungen über die Ursachen der anomalen Schallausbreitung dahin präzisiert hat, daß das vorhandene Beobachtungsmaterial als Beweis für die alleinige Anwendbarkeit des Brechungsgesetzes nicht ausreichend ist. Duckert kam in diesem Vortrag sogar zu dem Schluß, daß die Lage bezüglich der Klärung der Ursachen der anomalen Schallausbreitung gegenwärtig geradezu hoffnungslos sei.

Die mit besonderen Hoffnungen und umfangreichen Vorbereitungen auch auf meteorologischem Gebiet unternommene Sprengung von Oldebroek vom 15. Dezember 1932, deren Auswertung das vorliegende Sonderheft dieser Zeitschrift gewidmet ist, hat nach dem bisher veröffentlichten Material nun gerade hinsichtlich der von mir als Kernpunkt des Problems betrachteten Frage, nämlich der Beibringung ausreichender meteorologischer Beobachtungen, leider nur wenig neue Gesichtspunkte gebracht. Nur aus Brüssel sollen höhere Windmessungen vorliegen, die aber bis zur Drucklegung dieser Arbeit noch nicht allgemein bekanntgegeben wurden. Im allgemeinen konnten die Windmessungen nicht über 4000 m hinausgetrieben werden. Die Zusammenstellung des Geophysikalischen Instituts Göttingen (s. 11., S. 3) läßt zwar wichtige Schlüsse für die Windverteilung in der Stratosphäre zu, diese sind aber nur qualitativer Natur, während es bei dem

Problem der anomalen Schallausbreitung sehr darauf ankommt, die Windschichtung mit der Höhe im einzelnen zu kennen. Die von mir wiederholt seit dem Jahre 1923 in den Vordergrund gestellte Forderung nach ausreichenden meteorologischen Daten (s. 12 a., S. 24, 12 b., S. 251, 12 c., S. 461) konnten also auch bei den neuesten Sprengungen und Messungen von keiner Registrierstation, bis auf eine am Rande des Registriergebietes liegende, erfüllt werden.

Die Wetterkarte vom 15. Dezember 1932 ergibt für die Windverteilung über Deutschland wesentliche Unterschiede, so daß den Windmessungen in Brüssel nur für ein begrenztes Gebiet Bedeutung zukommt. Ferner ergibt die angezogene Zusammenstellung des Göttinger Geophysikalischen Instituts (s. 11., S. 3) die wichtige Tatsache, daß die Laufzeiten der Einsätze aller früheren, vor dem 15. Dezember 1932 liegenden Sprengungen für eine bestimmte Richtung einer Konstanten, d. h. von der Entfernung unabhängigen Oberflächengeschwindigkeit entsprechen. Da diese gleich der Scheitelgeschwindigkeit ist, muß mithin auch die Scheitelgeschwindigkeit für alle Entfernungen konstant angenommen werden. Diese Ansicht deckt sich mit den Ausführungen von Sandmann in diesem Heft über die akustische Umkehrschicht.

In der theoretischen Betrachtung der Möglichkeit des Aufbaues der Atmosphäre bei der Sprengung vom 15. Dezember 1932 kommt der Göttinger Bericht zu dem Ergebnis, daß man durch plausible Annahmen über eine geeignete Windverteilung bis etwa 37 km Höhe und unter Festhalten an den tiefen Temperaturen in der Stratosphäre zu einem Resultat kommt, das sich mit der Beobachtung deckt. Das gleiche wird erreicht, wenn bei einer geringeren Zunahme des Windes mit der Höhe etwa von 32.5 km an eine Temperaturerhöhung angenommen wird, so daß die Umbiegung der Schallwellen etwa zwischen 35 und 45 km erfolgt. Hierzu ist zu bemerken, daß gerade diese Tatsache einer zweifachen Auslegung über den Aufbau der Atmosphäre, die für die Beispiele der Sprengung von Oldebroek in beiden Fällen Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung erzielt, meines Erachtens der beste Beweis dafür ist, wie notwendig die Forderung nach ausreichenden meteorologischen Unterlagen ist.

Die gesamten bisherigen Berichte gehen im übrigen von der Tatsache aus, daß das Brechungsgesetz in der Atmosphäre uneingeschränkt gilt. Es liegen aber in dem veröffentlichten Material der Sprengkommission auch für mittlere und nahe Entfernungen, z. B. für die Entfernung Jüterbog—Potsdam, genügend einwandfreie Registrierergebnisse vor, deren Deutung mit dem Brechungsgesetz nicht möglich ist und in den meisten Fällen leider nur daran scheitert, daß gleichzeitige und ausreichende meteorologische Unterlagen fehlen.

Nun soll nicht verkannt werden, daß nach dem gegenwärtigen Stand der meteorologischen Meßtechnik die Wahrscheinlichkeit, Temperatur- und vor allem Windmessungen aus Höhen über 30 km zu erhalten, noch ziemlich gering ist. Wenn dagegen in einigen Publikationen zu dieser Frage, so vor allem bei Gutenberg (s. 13., S. 221), das Bestreben hervortritt, trotz des mangelhaften Beweismaterials für die gefundenen Beobachtungsergebnisse Erklärungen als Ursachen

abzugeben, wie z. B. in seiner Deutung des Ergebnisses der Sprengung vom 19. Dezember 1928 (s. 13., Fig. 3), die durch keinerlei Erfahrungen oder Tatsachen der aerologischen Meßergebnisse gestützt werden können, so muß ich solche Erklärungen schon als Spekulation bezeichnen.

Betrachtet man die bisher veröffentlichten Ergebnisse der Sprengkommission unter dem Gesichtspunkt der Möglichkeit der Beibringung meteorologischer Daten und zunächst unter Festhalten an der Gültigkeit der bekannten Brechungsgesetze, so kann man in bezug auf die Kulminationshöhe und Entfernung der ausgesandten Schallwellen in der Bearbeitung eine Zweiteilung vornehmen, nämlich in solche Meßergebnisse, für die bei geeigneter Organisation der meteorologischen Seite ausreichende Daten in den meisten Fällen beigebracht werden können, und solche, für die (immer unter Voraussetzung der Gültigkeit der Brechungsgesetze) eine Beibringung ausreichender meteorologischer Daten nicht möglich ist. Als eine solche Kulminationshöhe betrachte ich z. B. die Höhe von 15000 m.

Dementsprechend würde man eine Trennung der Beobachtungsergebnisse von anomaler Schallausbreitung in solche vornehmen, bei denen die Kulminationshöhe höchstens 15000 m betrug, und in solche, bei denen sie höher gewesen sein kann. Die Höhe von 15000 m hat dann noch den weiteren Vorteil, daß hierfür der mittlere Zustand der Stratosphäre für alle Jahreszeiten bekannt ist, so daß man es also als sicher unterstellen kann, daß bis zu dieser Höhe in der Stratosphäre Temperaturinversionen nur von geringen Ausmaßen vorkommen und daß beispielsweise Temperaturen, wie sie in etwa 35 bis 40 km Höhe vermutet werden, in der unteren Stratosphäre einwandfrei nicht auftreten.

Unter den Beobachtungsergebnissen mit anomaler Schallausbreitung und höchstens 15000 m Kulminationshöhe kann man wieder zwei Untergruppen unterscheiden:

- a) Beobachtungsergebnisse auf nahe Entfernungen bis etwa 20 km mit vollständigen meteorologischen Daten.
- b) Mittlere Entfernungen bis etwa 80 km mit nahezu vollständigen meteorologischen Daten.

Wie sehr das ganze Problem mit dem komplizierten Aufbau der Tropo- und Stratosphäre zusammenhängt, ergibt sich nicht nur aus den teilweise überraschenden Beobachtungsergebnissen auf nahe Entfernungen (s. 14., Fig. 7, 20, 22), sondern auch aus den Erfahrungen über die Windströmungsverhältnisse eines größeren Bezirks. Wer wie ich in die Lage versetzt wurde, Serien von einwandfreien Höhenwindmessungen (d. h. solche aus Doppel- und Dreifachanschnitten) an verschiedenen Orten und zu verschiedenen Jahreszeiten bearbeiten zu können, wobei unter Serien Aufstiege in Abständen von 2 bis 3 Stunden über mehrere Tage hinweg verstanden sind, die höchstens in den Nachtstunden kürzere Unterbrechungen erfuhren, der wird einen eindrucksvollen Einblick in die begrenzte örtliche, räumliche und zeitliche Gültigkeit jeder Windmessung gewinnen. Die

Grenzen dieser Gültigkeit liegen zurzeit noch nicht fest, können jedoch in erster Annäherung im Mittel auf etwa 2 bis 3 Stunden der Zeit nach, 10 bis 30 km der Entfernung nach und für die Höhe etwa für dieselbe Dauer von 2 bis 3 Stunden als unverändert angegeben werden. Liegen Serien von Windmessungen vor, so kann man je nach Anlage dieser Messungen schon mit ziemlicher Sicherheit inter- und extrapolieren. Liegt aber nur eine einzelne Messung vor, so ist es meines Erachtens unstatthaft, diese als Grundlage für örtlich, räumlich und zeitlich abweichende Schallregistrierungen zu benutzen, sofern die Abweichungen mehr betragen, als in obigen Mittelwerten angegeben ist. Nach diesen Ausführungen ergibt sich die Forderung nach ausreichenden meteorologischen Unterlagen in bezug auf die Windmessungen von selbst. Für die Temperaturmessungen in der Höhe gilt dieser örtlich und zeitlich begrenzte Bereich vor allem dort, wo Temperatursprünge an bestimmte Vorgänge in der Atmosphäre (Wolkenschichten, Windsprünge) gebunden sind. Immerhin ist es möglich, bei dem geringeren Einfluß der Temperatur auf das Schallregistrierergebnis mit einer der Jahreszeit entsprechend angenommenen mittleren Temperaturverteilung oft nur einen kleineren Fehler zu begehen.

Eine der bisher am unvollkommensten gelösten Aufgaben betrifft die Erfassung der Windverteilung nach der örtlichen Verteilung. Wenn hier mit angenommenen Werten doch brauchbare Resultate erzielt werden, so kann das auf die Tatsache zurückgeführt werden, daß die Veränderlichkeiten des Windes in der horizontalen Erstreckung wesentlich geringer sind als in der vertikalen Erstreckung bzw. als im zeitlichen Ablauf. Auf Grund dieser Tatsache werden auch Fehler in der Annahme der horizontalen Verteilung des Windes das Meßergebnis weit weniger fälschen, als unzulässige Annahmen über die zeitliche und räumliche Änderung des Windes.

Bei strengem Maßstab können daher nur bei Schallregistrierungen auf nahe Entfernungen vollständige meteorologische Unterlagen gefordert und erwartet werden. Solche liegen z. B. meiner oben zitierten Arbeit zugrunde (s. 14). Schon bei mittleren und erst recht bei großen Entfernungen der Schallregistrierung wachsen die Schwierigkeiten zur Herbeischaffung meteorologischer Daten erheblich. Ich bin überzeugt, daß alle sich scheinbar widersprechenden Registrierergebnisse, soweit sie als eindeutig aufgenommen gelten können, allein auf die Mannigfaltigkeit des Aufbaues der Atmosphäre zurückzuführen sind. Unter dem vorstehenden Maßstab betrachtet sind die meteorologischen Unterlagen der Schallregistrierungen auf mittlere und weite Entfernungen, soweit sie in Deutschland und außerhalb von Deutschland bisher veröffentlicht wurden, höchst mangelhaft. Diese Tatsache muß im Hinblick auf das Kernproblem, das meines Erachtens in der Aufdeckung des jeweiligen Zustandes der Atmosphäre bei der Ausführung von Sprengungen zu Schallregistrierungen besteht, einmal klar ausgesprochen werden. Wo bisher bei Schallregistrierungen ausreichende meteorologische Daten vorhanden waren, da hat sich das Bild der anomalen Schallausbreitung ganz anders dargestellt, als

es die eingangs erwähnte Hypothese der hohen Temperatur in der Stratosphäre erklärt. Dies scheint mir gegenwärtig für die nahen und einen Teil der mittleren Entfernungen der Schallregistrierung erwiesen. Außer auf die Ergebnisse meiner eigenen Arbeit (s. 14.) verweise ich hierbei auf die Arbeit meines Mitarbeiters Sandmann in diesem Heft, der aus dem reichhaltigen Beobachtungsmaterial der Sprengkommission diejenigen Fälle für mittlere Entfernungen ausgesucht hat, bei denen die meteorologischen Daten als angenähert ausreichend bezeichnet werden können. Es sind zwar nur wenige Fälle, aber sie sind um so wertvoller, als sie neue Gesichtspunkte zur Frage der anomalen Schallausbreitung beibringen und im übrigen sich an meine Ergebnisse für nahe Entfernungen anschließen. Gerade die Widersprüche mit der Hypothese der hohen Stratosphärentemperatur, wie sie sich aus einwandfreien Registrierergebnissen auf mittlere und weite Entfernungen vielfach darbieten, sind in der Literatur infolge der Unmöglichkeit einer Erklärung unter Zuhilfenahme der angezogenen Hypothese bisher nicht behandelt worden. Die Schallregistrierergebnisse für die relativ kurze Entfernung Jüterbog—Potsdam (37 km) lassen selbst bei Fehlen meteorologischer Daten spekulative Ausflüge in das Gebiet der hohen Stratosphäre nicht zu, da die Laufzeiten unter Annahme des Brechungsgesetzes nur eine Kulminationshöhe bis zu 15000 m erlauben.

Ein Erklärungsversuch der komplizierten Potsdamer Registrierergebnisse wurde in der Literatur bisher nicht unternommen. Nach den Ausführungen von Sandmann ist an der Realität der Registrierungen nicht zu zweifeln, ferner ebensowenig daran, daß es sich wie in den von mir behandelten Fällen auf nahe Entfernungen (s. 14.) um anomale Schallausbreitung handelt. Der hierbei bekannte Aufbau der Atmosphäre hat gezeigt, daß das Brechungsgesetz in diesem Falle nicht angewendet werden kann, sondern daß die Registrierergebnisse nur durch Beugung erklärt werden können. Die Erklärung durch Beugung hat früher schon Nölke (s. 15.) versucht. Auf die wesentlichen Unterschiede seiner übrigens nicht durch experimentelle Versuche erhärteten Hypothese und den Ergebnissen, wie sie sich aus den Arbeiten von Sandmann und mir darstellen, ist in einer früheren Arbeit von Sandmann (s. 16.) hingewiesen worden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß auf nahe und mittlere Entfernungen anomale Schallausbreitung auftreten kann, die bei vollständigen meteorologischen Daten über den Aufbau der Atmosphäre sich nur durch Beugung erklären läßt. Es liegt nahe, diese durch Beobachtungen gestützte Tatsache auch für weite Entfernungen gelten zu lassen. Wenn mangels ausreichender meteorologischer Daten heute dieser Beweis auf Grund der vorhandenen Schallregistrierergebnisse noch nicht geführt werden kann, so muß umgekehrt gesagt werden, daß die Annahme der Hypothese von der hohen Temperatur in der Stratosphäre nicht nur keinerlei Parallelen auf nahe und mittlere Entfernungen besitzt, sondern vielfach erhebliche Widersprüche zeitigt, die meines Erachtens nur durch Abgehen von der Allgemeingültigkeit des Brechungsgesetzes gelöst werden können. Als wichtigste Aufgabe der Sprengkommission zur Lösung dieser Frage betrachte ich

daher die Ausführung weiterer Sprengungen unter Organisation vollständiger meteorologischer Daten, wobei zunächst einmal die Höhe von 15000 m als Mindestforderung in Aussicht genommen werden könnte. Hinsichtlich der Durchführung dieser meteorologischen Organisation kann ich auf meine Vorschläge in der Sitzung der Sprengkommission vom 22. Februar 1933 verweisen.

Literatur

1. E. Wiechert: Bemerkungen über die anomale Schallausbreitung in der Luft. Nachr. d. Ges. f. Wiss. zu Göttingen, math.-phys. Kl. 1925.
2. B. Gutenberg: Der Aufbau der Atmosphäre. Meteorol. Zeitschr. 1926, Heft 11.
3. H. Hergesell: Die Erforschung der Schallausbreitung in der Atmosphäre. Deutsche Forschung, Heft 4, 1928.
4. J. Bartels: Die höchsten Atmosphärenschichten. Die Naturwissensch. 16, 1928, Heft 18.
5. L. Weickmann. Abschnitt Akustik im Lehrbuch der Geophysik von Gutenberg. Gebr. Borntraeger, Leipzig 1928.
6. P. Duckert: Über die Ausbreitung von Explosionswellen in der Atmosphäre. Ergebnisse der kosmischen Physik 1931. Band I.
7. J. W. Whipple: Die Erforschung von Explosionsluftwellen. Quarterly Journal, Juli 1931, Nr. 240.
8. O. Meisser: Luftseismik, im Handb. d. Experimentalphys. Bd. XXV, 3, S. 211—251.
9. G. Angenheister: Die Höhe der Polarlichter und die Temperatur der oberen Atmosphäre. Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity, Dezember 1932.
10. P. Götz: Neue Arbeiten zum Ozonproblem. Meteorol. Zeitschr. 50, 1933, Heft 12.
11. G. Angenheister, H. Jung u. H. Regula: Stand der Forschung über die Schallausbreitung in der Atmosphäre. Zusammenstellung des Geoph. Inst. in Göttingen, der Sprengkommission vorgelegt am 4. Mai 1933.
- 12a. J. Kölzer: Die Schallausbreitung in der Atmosphäre und die äußere Hörbarkeitszone. Meteorol. Zeitschr. 1925, Heft 12.
- 12b. J. Kölzer: Beitrag zur Schallausbreitung in der Atmosphäre. Zeitschr. f. Geophys. 1928, Heft 5.
- 12c. J. Kölzer: Einige grundsätzliche Bemerkungen zur Frage der Schallausbreitung auf große Entfernungen. Meteorol. Zeitschr. 1929, Heft 12.
13. B. Gutenberg: Schallgeschwindigkeit und Temperatur in der Stratosphäre. Gerlands Beitr. 27, 1930.
14. J. Kölzer: Beobachtungsergebnisse über Schallausbreitung auf nahe Entfernung und Schlußfolgerungen zum Problem der anomalen Schallausbreitung. Veröffentl. d. Preuß. Meteorol. Inst. 10, Nr. 1, 1932.
15. F. Nölke: Zur Erklärung der anomalen Schallfortpflanzung. Phys. Zeitschr. 1927, Nr. 8.
16. B. Sandmann: Beiträge zur Schallfortpflanzung, im besonderen zur Schallbäugung und anomalen Schallfortpflanzung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 28, 1930.

Schalluntersuchungen im Polargebiet

Von K. Wölcken, Göttingen. — (Mit 9 Abbildungen)

Es wird über Schallmessungen berichtet, die während des Polarjahres 1932/33 im Polargebiet ausgeführt wurden. Der Bericht enthält die vorläufige Bearbeitung der Registrierungen von drei Stationen, die Registrierungen der vierten Station sind noch nicht ausgewertet.

1. Ziel und Umfang der Messungen. Zur Untersuchung der Fortpflanzung von Explosionswellen in der Atmosphäre wurden während des Polarjahres 1932/33 vier Stationen im Polargebiet eingerichtet. Es sind dies die Stationen:

1. Hooker Insel auf Franz-Josephs-Land, Beobachtungsstation:

Koordinaten angenähert $\varphi = 80^{\circ} 19' 13.0''$ N,
 $\lambda = 52^{\circ} 48.0'$ E.

Apparatur: 1 Undograph (Kühl).

Beobachter: I. Scholz.

2. Kap Shelanja an der Nordspitze von Nowaja Semlja, Sprengstation und Beobachtungsstation:

Koordinaten angenähert $\varphi = 76^{\circ} 55' 59.8''$ N,
 $\lambda = 68^{\circ} 34' 47.5''$ E.

Apparatur: 1 Undograph.

Beobachter: L. S. Freimann.

3. Russischer Hafen an der Nordwestküste von Nowaja Semlja, Sprengstation und Beobachtungsstation:

Koordinaten angenähert $\varphi = 76^{\circ} 13' 40.3''$ N,
 $\lambda = 62^{\circ} 39.00'$ E.

Apparatur: 1 Undograph, 1 Membranapparat nach Wiechert.

Beobachter: K. Wölcken.

4. Matotschkin Schar an der Meeresstraße, die Nord- und Südinself von Nowaja Semlja trennt, Sprengstation und Beobachtungsstation:

Koordinaten angenähert $\varphi = 73^{\circ} 15' 47.9''$ N,
 $\lambda = 56^{\circ} 23' 44.55''$ E.

Apparatur: 1 Undograph.

Beobachter: S. I. Issajew.

Außerplanmäßig fand eine Sprengung auf Kronprinz-Rudolph-Land statt, zu der 30 Jahre alte Sprengstoffvorräte von der Ziegler-Fiala-Expedition benutzt wurden:

Koordinaten angenähert $\varphi = 81^{\circ} 47'$ N,
 $\lambda = 57^{\circ} 56'$ E.

Die Entfernungen sind angenähert:

Rudolph-Land	— Hooker Insel	189 km
Rudolph-Land	— Kap Shelanja	578 „
Rudolph-Land	— Russischer Hafen	625 „
Rudolph-Land	— Matotschkin Schar	957 „
Hooker Insel	— Kap Shelanja	508 „
Hooker Insel	— Russischer Hafen	505 „
Hooker Insel	— Matotschkin Schar	790 „
Kap Shelanja	— Russischer Hafen	174 „
Kap Shelanja	— Matotschkin Schar	534 „
Russischer Hafen	— Matotschkin Schar	377 „

Insgesamt wurden 28 Schallsprengungen ausgeführt, die zusammen 6100 kg Sprengstoff erforderten.

Liste der Schallsprengungen im Polargebiet.

Doppelsprengungen sind durch + bezeichnet; das Zeitintervall zwischen den beiden Sprengungen ist auf ± 0.5 sec genau.

Nummer	Datum	Sprengort	Spreng- menge kg	Sprengmoment Greenwich-Zeit	Bemerkungen
1	16. XII. 32	Shelanja	150	22 ^h 30 ^m 00 ^s $\pm 5^s$	Wurde nicht beobachtet. Chronometerdefekt
2	16. XII. 32	Russ. Hafen	150	23 00 13.7 ± 2	
3	23. XII. 32	Shelanja	150	22 09 54.5 ± 5	
4	23. XII. 32	Russ. Hafen	300	22 44 59.5 ± 0.5	
5	24. XII. 32	Mat. Schar	150	22 00 00 ± 1	
6	25. XII. 32	Russ. Hafen	300	22 45 02.6 ± 0.5	Wurde infolge Mißverständnis bei der Nachrichtenübermittlung nicht beobachtet.
7	26. XII. 32	Shelanja	150	22 08 59.5 ± 1	
8	26. XII. 32	Mat. Schar	300	23 20 00 ± 1	
9	6. I. 33	Shelanja	300	22 10 09.5 ± 1	
10	6. I. 33	Russ. Hafen	300	22 45 01.5 ± 0.5	
11	6. I. 33	Mat. Schar	300	23 20 00 ± 1	
12	22. I. 33	Russ. Hafen	300	5 44 17.9 ± 0.5	Zeitbestimmung nach Zeitzeichen der Riefeler-Uhr des Leningrader Zeitlaboratoriums
+ 13	14. IV. 33	Shelanja I	150	20 00 00 ± 1	
+ 14	14. IV. 33	Shelanja II	150	20 12 00 ± 1	
+ 15	14. IV. 33	Russ. Hafen I	150	20 00 37 ± 3	1 Stunde zu früh gesprengt
+ 16	14. IV. 33	Russ. Hafen II	150	20 10 25.9 ± 0.7	1 Stunde zu früh gesprengt
+ 17	21. VI. 33	Shelanja I	150	20 00 02 ± 1	
+ 18	21. VI. 33	Shelanja II	150	20 12 01.5 ± 1	
+ 19	21. VI. 33	Russ. Hafen I	150	21 00 03.8 ± 1	
+ 20	21. VI. 33	Russ. Hafen II	150	21 10 04.7 ± 1	

Nummer	Datum	Sprenghort	Spreng- menge kg	Sprengmoment Greenwich-Zeit	Bemerkungen
21	21. VI. 33	Rudolph-Land	300	22 ^b 01 ^m 18 ^s ± 1 ^s	Alter Sprengstoff von 1903—1905
+ 22	14. VII. 33	Mat. Schar I	500	0 00 04 ± 1	Speziell für Beobachtungsstationen auf dem Kontinent
+ 23	14. VII. 33	Mat. Schar II	500	0 05 00 ± 1	
+ 24	26. VII. 33	Russ. Hafen I	150	21 00 07 ± 2	
+ 25	26. VII. 33	Russ. Hafen II	150	21 09 55.5 ± 2	
+ 26	26. VII. 33	Shelanja I	150	23 00 04 ± 2	
+ 27	26. VII. 33	Shelanja II	150	23 12 04 ± 2	
28	4. X. 33	Shelanja	150	11 03 00 ± 1	Alle Instrumente waren bereits für die Verschiffung verpackt, daher nur Ohrbeobachtung und nur in Russ. Hafen

Die Hauptmenge der Sprengungen fand während der Polarnacht bzw. während des Polartages statt. Vier Sprengungen waren im Frühjahr ausgeführt, um den Übergang vom Winter- zum Sommertyp verfolgen zu können. Die Winter-sprengungen wurden noch nicht als Doppelsprengungen ausgeführt, weil 1. die einzelnen Stationen erst bei der einfachsten Anordnung Erfahrungen sammeln mußten, denn die Technik der Sprengungen bei völliger Dunkelheit und unter den schwierigen klimatischen Verhältnissen war nicht ganz einfach, und 2. weil bei Einzelsprengungen mehr verschiedene Wetterlagen erfaßt werden können (mehr Sprengtage bei gleichem Sprengstoffverbrauch). Das war erforderlich, da ja noch ganz unbekannt war, ob überhaupt anormale Schallausbreitung während der Polarnacht besteht und deshalb die Wahrscheinlichkeit, daß die Sprengungen gerade bei ungünstiger Wetterlage (Inversion) stattfanden, verkleinert werden sollte. Jetzt wären allerdings bei ferneren Messungen Doppelsprengungen auch während der Polarnacht zu fordern.

Als Sprengstoff wurde Ammonal, ein Gemisch aus Kaliumnitrat, Trinitro-toluol und Trinitroxelol verwendet. Dieser Sprengstoff hat sich auch bei tiefen Temperaturen gut bewährt.

Näheres über Plan, Ziel und Umfang der Messungen, sowie über Vorschläge zu weiteren Arbeiten ist aus meinem Bericht*) zu ersehen.

II. Einige Ergebnisse. Im folgenden werden die positiven Ergebnisse der Registrierungen von Hooker Insel, Shelanja und Russ. Hafen mitgeteilt. Die Registrierungen von Matotschkin Schar sind noch nicht ausgewertet.

Eine flüchtige Durchsicht der Kurven von Matotschkin Schar zeigt keinerlei auffallende Einsätze. Größere Schallenergien scheinen danach diese Station

*) K. Wölcken: Bericht über Schallmessungen im Polargebiet in der Zeitschrift „Arctica“ 1934.

nicht erreicht zu haben. Es ist jedoch möglich, daß eine eingehende sorgfältige Untersuchung der Registrierungen doch noch Schalleinsätze ergibt. Wegen der auffallenden Ruhe in diesen Registrierungen liegt auch der Verdacht nahe, daß die Empfangsapparatur nicht einwandfrei arbeitete.

Sprengung Nr. 2. Russischer Hafen. 16. XII, 1932. 150 kg. $23^h00^m13.7^s \pm 2^s$. Shelanja registrierte zwei Einsätze um

$$1. 23^h11^m14.2^s \pm 0.5^s, \quad 2. 23^h11^m23.5^s \pm 0.5^s.$$

Die maximale Doppelamplitude $2a$ der Schalleinsätze beträgt 30 mm auf dem Registrierfilm, während die maximale Doppelamplitude der durch Wind verursachten Unruhe während der ganzen Registrierdauer von 4 Minuten unter 5 mm bleibt. Es handelt sich einwandfrei um Fernschallwellen.

$$\text{Laufzeit: } 1. 660.5^s \pm 2.5^s, \quad 2. 669.8^s \pm 2.5^s.$$

Entfernung: 174 km.

Sprengung Nr. 3. Shelanja. 23. XII. 1932. 150 kg. $22^h09^m54.5^s \pm 5^s$. Es ist fraglich, ob es sich bei den Einsätzen auf der Registrierung von Russ. Hafen (Membranapparat) um Fernschallwellen handelt. Die Schwingungen sind kurzperiodisch und können ihrem Charakter nach wohl von einer anderen Störungsquelle herrühren. Die Sprengung wird jedoch hier angeführt, weil zu ungefähr der gleichen Zeit im Russ. Hafen schwacher Schall, allerdings ohne Richtungsempfindung gehört wurde.

$$\text{Gehört: } 22^h22^m10^s \pm 30^s.$$

Registriert: zwei Einsätze

$$1. 22^h22^m28.1_2^s \pm 0.1^s, \quad 2. 22^h22^m29.2^s \pm 0.1^s.$$

$$\text{Laufzeiten: } 1. 753^s \pm 5^s, \quad 2. 754^s \pm 5^s.$$

Entfernung: 174 km.

Sprengung Nr. 7. Shelanja. 26. XII., 1932. 150 kg. $22^h08^m59.5^s \pm 1^s$. In Russ. Hafen hörte eine Person schwachen Schall ohne Richtungsempfindung um $22^h20^m50^s \pm 30^s$. Membranapparat registrierte einen Einsatz um $22^h21^m18.6^s \pm 0.2^s$.

$$\text{Laufzeit: } 739^s \pm 1^s, \quad \text{Entfernung: 174 km.}$$

Maximale Doppelamplitude jedoch nur $2a = 0.7$ mm, was der Größenordnung nach $0.7 \cdot 10^{-3}$ mm Hg Druckschwankung entspricht.

Frequenz ν der registrierten Wellen 18 Hertz. Es ist nicht sicher, ob es sich um Fernschallwellen handelt, aber wohl möglich.

Sprengung Nr. 8. Matotschkin Schar. 26. XII. 1932. 300 kg. $23^h20^m00^s \pm 1^s$. In Russ. Hafen von einer Person schwacher Doppelknall, aber mit deutlicher Richtungsempfindung aus SW um $23^h38^m30^s \pm 10^s$ gehört. Intervall bei Doppelknall auf weniger als 1 sec geschätzt.

Membranapparat registrierte:

$$1. 23^h38^m27.1_s^s \pm 0.1^s, \quad 2. 23^h38^m27.9_s^s \pm 0.1^s.$$

$2a = 1.3 \cdot 10^{-3}$ mm Hg; zwei sich überlagernde Frequenzen $\nu_1 = 17$ Hertz, $\nu_2 = 35$ bis 40 Hertz.

Laufzeit: $1107^s \pm 1^s$, Entfernung: 377 km,

Sprengung Nr. 10. Russ. Hafen. 300 kg. 6. I. 1933. $22^h45^m01.5^s \pm 0.5^s$. Shelanja registrierte vier Einsätze, die ganz einwandfrei von Fernschallwellen herrühren.

1. $22^h54^m54.8^s \pm 1.0^s$	$2a = 7$ mm,
2. 22 55 17.9	$2a = 30$ „
3. 22 55 37.8	$2a = 21$ „
4. 22 55 48.2	$2a = 22$ „

$2a$ der Windunruhe jedoch < 5 mm.

Laufzeit: 1. $593.3^s \pm 1.5^s$, 2. 616.4^s , 3. 636.3^s , 4. 646.7^s .

Entfernung: 174 km.

+ Sprengungen Nr. 13 und 14. Shelanja. 14. IV. 1933.

I. 150 kg $20^h00^m00^s \pm 1^s$, II. 150 kg $20^h12^m00^s \pm 1^s$.

Shelanja I. Während der Registrierung des Schalles von Shelanja I in Russ. Hafen wurde irrtümlicherweise dort eine Sprengung gemacht und zwar gerade zu der Zeit, zu der das Eintreffen von Fernschallwellen aus Shelanja am wahrscheinlichsten war. Trotz der großen Amplituden, die von der eigenen Sprengung herrührten, erkannte der Beobachter schon während der Registrierung, also noch bevor der Film entwickelt war, aus der andersartigen Bewegung des Lichtpunktes, daß Fernschallwellen aus Shelanja eingetroffen waren. Diese Wellen waren nicht hörbar.

Tatsächlich zeigt die Registrierung zwei deutliche Einsätze von Fernschallwellen noch in den Echoschwingungen von der eigenen Sprengung.

$$1. 20^h11^m19.8_s^s, \quad 2. 20^h11^m21.0_s^s.$$

$2a = 3 \cdot 10^{-3}$ mm Hg; $\nu = 3.5$ Hertz.

Laufzeit: $1. 680^s \pm 1^s$. Entfernung: 174 km.

Shelnaja II ergab in Russ. Hafen zwei Gruppen von Fernschallwellen, diesmal störungsfrei und 12 Minuten nach dem Eintreffen des Fernschalles von Shelanja I, weil ja das Intervall zwischen den beiden Sprengungen gerade 12 Minuten war.

$$1. \text{ Gruppe: } 20^h22^m58.4_s^s, \quad 2. \text{ Gruppe: } 20^h23^m18.9_s^s.$$

$2a = 3 \cdot 10^{-3}$ mm Hg; $\nu = 3.4$ Hertz.

Laufzeit: 1. $658.5^s \pm 1^s$, 2. $679^s \pm 1^s$.

Entfernung: 174 km.

Wahrscheinlich entspricht Einsatz 1 von Shelanja I dem Einsatz 2 von Shelanja II und der dem Einsatz 1 von Shelanja II entsprechende ist bei I wegen der eigenen Sprengung nicht zu erkennen.

Die Wellen haben sehr regelmäßige, runde Form und unterscheiden sich deutlich von Fernschallwellen während der Polarnacht, die eine unregelmäßige Form und viel höhere Frequenz haben. Diese beiden Typen werden weiterhin als Sommer- und Wintertyp bezeichnet.

+ Sprengungen Nr. 17 und 18. Shelanja. 21. VI. 1933.

I. 150 kg $20^{\text{h}00^{\text{m}}02^{\text{s}}} \pm 1^{\text{s}}$, II. 150 kg $20^{\text{h}12^{\text{m}}01.5^{\text{s}}} \pm 1^{\text{s}}$.

Shelanja I. In Russ. Hafen registriert: 1. $20^{\text{h}10^{\text{m}}28.2^{\text{s}}} \pm 0.1^{\text{s}}$, $2a = 2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg, $\nu = 3.1$ Hertz.

Laufzeit: $626.2^{\text{s}} \pm 1.1^{\text{s}}$, Entfernung: 174 km.

Hooker Insel registrierte: 1. $20^{\text{h}28^{\text{m}}28.6^{\text{s}}} \pm 1^{\text{s}}$, $2a = 6$ mm (auf dem Film), $\nu \sim 7$ Hertz. Es fällt auf, daß der Undograph für diese Sommersprengung die gleichen Frequenzen anzeigt wie für Wintersprengungen, während der Membranapparat im Sommer viel niedrigere Frequenzen liefert. Nach neuen experimentellen Untersuchungen von H. Dobberstein im Geophysikalischen Institut in Göttingen vergrößert der Undograph Schwingungen von 7 bis 8 Hertz dreimal stärker als solche von rund 3 Hertz, während der Membranapparat im ganzen Bereich von 2 bis 20 Hertz fast konstante Vergrößerung besitzt. Das erklärt, weshalb bei der Frequenzauswertung von Undographenregistrierungen die höheren Frequenzen stark bevorzugt erscheinen.

Laufzeit: $1707^{\text{s}} \pm 2^{\text{s}}$, Entfernung: 508 km.

Shelanja II. Russ. Hafen registrierte: 1. $20^{\text{h}22^{\text{m}}08.3^{\text{s}}} \pm 0.1^{\text{s}}$, $2a = 2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg; $\nu = 4.8$ Hertz.

Laufzeit: $606.8^{\text{s}} \pm 1.1^{\text{s}}$, Entfernung: 174 km.

Hooker registrierte: 1. $20^{\text{h}40^{\text{m}}29.0^{\text{s}}} \pm 1^{\text{s}}$, $2a = 7.5$ mm, $\nu = 8$ Hertz.

Laufzeit: $1708^{\text{s}} \pm 2^{\text{s}}$, Entfernung: 508 km.

Wellentyp: Sommerschall.

+ Sprengungen Nr. 19 und 20. Russ. Hafen. 21. VI. 1933.

I. 150 kg $21^{\text{h}00^{\text{m}}03.8^{\text{s}}} \pm 1^{\text{s}}$, II. 150 kg $21^{\text{h}10^{\text{m}}04.7^{\text{s}}} \pm 1^{\text{s}}$.

Russ. Hafen I. Hooker registrierte vier Einsätze.

1. $21^{\text{h}28^{\text{m}}58.9^{\text{s}}} \pm 1^{\text{s}}$. $2a = 5$ mm. $\nu = 7.6$ Hertz.

Laufzeit: $1735^{\text{s}} \pm 2^{\text{s}}$, Entfernung: 505 km.

Russ. Hafen II. Hooker registrierte vier Einsätze.

1. $21^{\text{h}38^{\text{m}}56.8^{\text{s}}} \pm 0.5^{\text{s}}$. $2a = 5$ mm, $\nu = 6.5$ Hertz.

Laufzeit: $1732^{\text{s}} \pm 1.5^{\text{s}}$, Entfernung: 505 km.

Wellentyp: Sommerschall.

+ Sprengungen Nr. 26 und 27. Shelanja. 26. VII. 1933.

I. 150 kg $23^h00^m04^s \pm 2^s$, II. 150 kg $22^h12^m04^s \pm 2^s$.

Shelanja I. Russ. Hafen registrierte:

1. $23^h20^m11.9_1^s \pm 0.1^s$, 3. $23^h10^m25.1_3^s$.

2. 23 10 22.5₆,

$2a = 9 \cdot 10^{-3}$ mm Hg (= 9 mm auf dem Film), $\nu = 4.5$ Hertz.

Laufzeit: 1. $607.9^s \pm 2^s$, Entfernung: 174 km.

Shelanja II. Russ. Hafen registrierte:

1. $23^h22^m13.6_1^s \pm 0.1^s$, 4. $23^h22^m27.8_5^s$,

2. 23 22 16.4₃, 5. 23 22 31.7₉.

3. 23 22 25.1₄,

$2a = 3.5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. $\nu =$ zwischen 3 und 5 Hertz.

Laufzeit: 1. $609.6^s \pm 2^s$, Entfernung: 174 km.

Wellentyp: Sommerschall.

Fassen wir diese Resultate zusammen, so ergibt sich nachfolgende Liste. Dabei bedeutet das Zeichen !: es handelt sich sicher um Fernschallwellen; das Zeichen?: es ist nicht sicher, aber wahrscheinlich; das Zeichen ??: es ist unsicher, aber möglich, daß es sich um Fernschallwellen handelt.

Jahreszeit	Sprengung Nr.	Datum	Entfernung km	Richtung: ö = östlich, w = westlich von der Schallquelle	Laufzeit des 1. Einsatzes sec	Apparat- Typ	Sicher- heit	Frequenz ν in Hertz
Winter	2	16. XII.	174	ö	660.5 ± 2.5	U	!	5—6
	3	23. XII.	174	w	753 ± 5	M	??	—
	7	26. XII.	174	w	739 ± 1	M	??	18
	8	26. XII.	377	ö*	1107 ± 1	M	?	17; 35—40
	10	6. I.	174	ö	593.3 ± 1.5	U	!	5—6
	+ 13	14. IV.	174	w	680 ± 1	M	!	3.5
Sommer	+ 14	14. IV.	174	w	658.5 ± 1	M	!	3.4
	+ 17	21. VI.	174	w	626.2 ± 1.1	M	?	2.1
	+ 17	21. VI.	508	w	1707 ± 2	U	!	7
	+ 18	21. VI.	174	w	606.8 ± 1.1	M	?	4.3
	+ 18	21. VI.	508	w	1708 ± 2	U	!	8
	+ 19	21. VI.	505	w	1735 ± 2	U	!	7.6
	+ 20	21. VI.	505	w	1732 ± 2	U	!	6.5
	+ 26	26. VII.	174	w	607.9 ± 2	M	!	4.5
	+ 27	26. VII.	174	w	609.6 ± 2	M	!	3—5

Im Laufzeitdiagramm Fig. 2 sind diese Werte eingetragen zusammen mit den Laufzeitkurven, die bei Windstille und -60 , -30 , 0 und $+30^\circ$ einem Strahlverlauf entlang der Erdoberfläche entsprechen.

Im Laufzeitdiagramm 3a bzw. 3b sind die Winter- und Sommerwerte getrennt gezeichnet.



Fig. 1. Übersichtskarte

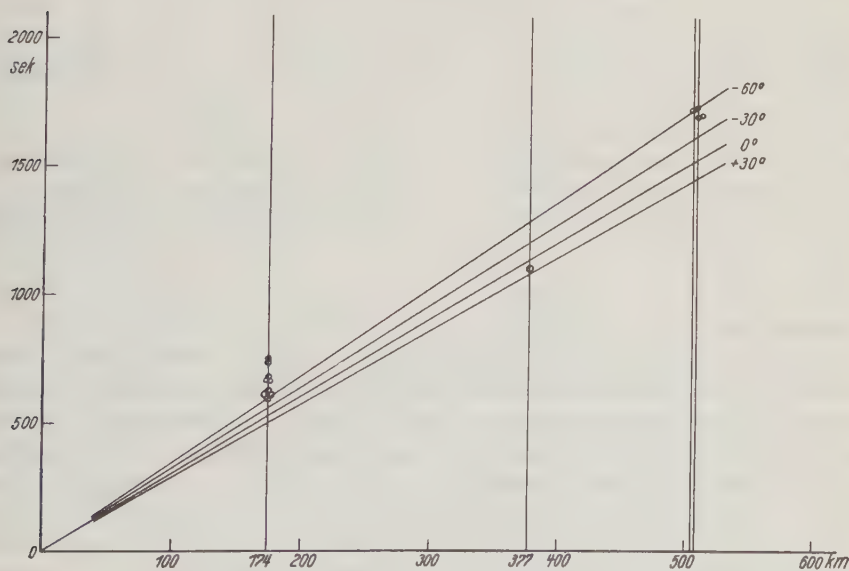


Fig. 2. Laufzeitdiagramm mit den beobachteten Werten und Laufzeitkurven für Schallwege entlang der Erdoberfläche bei Windstille und Lufttemperaturen von -60° , -30° , 0° , $+30^{\circ}$ C

Zum Vergleich sind typische Laufzeitkurven eingezeichnet, die Gutenberg*) aus den Schallbeobachtungen in Deutschland für Winter- bzw. Spätsommertyp abgeleitet hat.

Fig. 4 bis 9 zeigen Reproduktionen von Schallregistrierungen im Polargebiet.

Aus dem vorstehenden Material lassen sich bereits einige interessante Schlüsse ziehen, eine eingehende Bearbeitung steht jedoch noch aus.

Das Hauptergebnis ist, daß auch während der Polarnacht, nachdem selbst in 40 bis 50 km Höhe die Luftschichten wenigstens 4 bis 6 Wochen nicht

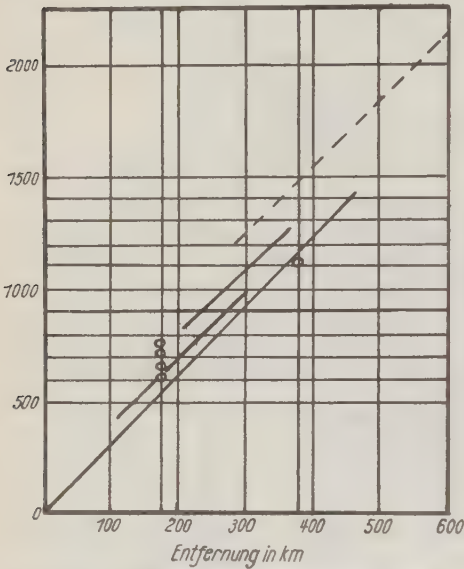


Fig. 3 a. Laufzeiten des Fernschalles im Polargebiet im Winter (Polarnacht)

Zum Vergleich Gutenbergs Laufzeitkurve „Spätwinter-Typ“

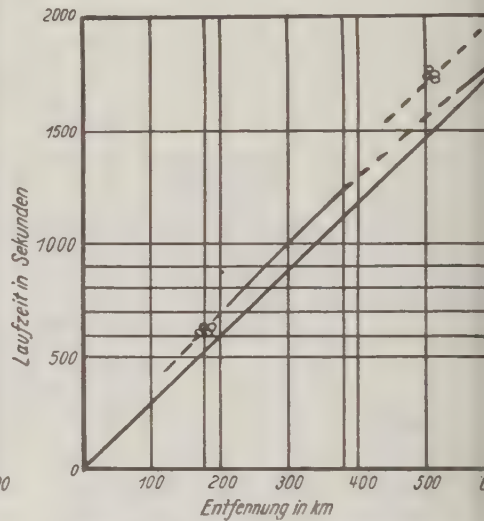


Fig. 3 b. Laufzeiten des Fernschalles im Polargebiet im Sommer

Zum Vergleich Gutenbergs Laufzeitkurve „Spätsommer-Typ“

von der direkten Sonnenstrahlung erreicht wurden, Fernschallwellen beobachtet wurden.

Die meisten Beobachtungen liegen für die Entfernung 174 km (Russ. Hafen —Shelanja) vor. Bilden wir für diese Entfernung und für die einzelnen Jahreszeiten Mittelwerte der Laufzeiten, so daß unsichere Beobachtungen das Gewicht 1, wahrscheinliche das Gewicht 2 und sichere das Gewicht 3 erhalten, so ergibt sich für die Entfernung 174 km

im Winter 660*,
im Frühjahr 660*,
im Sommer 612* als mittlere Laufzeit.

*) B. Gutenberg: Handb. d. Geophys. IX. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1932.

In den Werten für den Winter und für den Sommer kann der Einfluß der Luftströmungen in der Troposphäre nicht mehr groß sein. Für den Winter wurden nämlich sowohl Mitwind- wie Gegenwindwerte benutzt, beim Sommerwert sind die Beobachtungen entsprechend den synoptischen Wetterkarten und den hochreichenden Pilotballon- und Registrierballonaufstiegen aus der Beobachtungszeit durch stärkere Winde in der Troposphäre nicht gestört. Temperaturaufstiege auf 6 bis 9 km Höhe liegen mir für die Winterbeobachtungszeit vor von den Stationen Hooker Insel und Wetterstation bei Murmansk. Die Stratosphären-grenze lag im Winter mit Temperaturen zwischen -50 und -60° tief, meist bei 8 bis 9 km. Die mittlere Temperatur der Troposphäre liegt im Winter im Polargebiet nach diesen Messungen zwischen -35 und -40° .

Betrachtet man die einzelnen beobachteten Laufzeiten im Hinblick auf die jeweilige Wetterlage (synoptische Wetterkarte, Pilot- und Registrier-aufstiege), so ergibt sich, daß jede Abweichung vom jahreszeitlichen Mittelwert qualitativ der Stärke und Richtung des jeweiligen Windes in der unteren Tropo-sphäre entspricht. Danach kommt den oben angegebenen mittleren Laufzeiten die Bedeutung von Normalwerten zu, deren Sicherheit allerdings infolge der geringen Zahl der Beobachtungen noch viel zu wünschen übrig läßt. Immerhin zeigt bereits eine rohe Überschlagsrechnung, die mittlere Temperatur der Tropo-sphäre liegt ja nur zwischen -35 und -40° , daß die Strahlumkehr in zumindest 18 bis 20 km Höhe erfolgen muß, also in der Stratosphäre, ganz abgesehen von der Ursache der Strahlumkehr, die an dieser Stelle nicht näher diskutiert werden soll. So viel ist aber klargestellt, daß es sich nicht um eine Einwirkung der direkten Sonnenstrahlung an Ort und Stelle handeln kann, denn diese war in den fraglichen Höhen bei den Wintermessungen bereits über einen Monat nicht vorhanden. Entnehmen wir aus den von Gutenberg im Handbuch der Geophysik mit-geteilten Laufzeitkurven für Spätwinter- und Spätsommertyp die Laufzeiten für 174 km, so finden wir keinen wesentlichen Unterschied zwischen den Messungen im Polargebiet und in mittleren Breiten. Mit den Beobachtungen in mittleren Breiten stimmt weiterhin überein, daß auch im Polargebiet anormaler Schall im Winter günstiger östlich von der Schallquelle, im Sommer westlich derselben zu beobachten ist.

Der Winterschall war selten und schwach hörbar, der Sommerschall überhaupt nicht. Der Winterschall zeigte unregelmäßige Wellenform bei höheren Frequenzen (18 bis 40 Hertz), der Sommerschall sehr regelmäßige, runde Wellenformen und niedrige Frequenzen (3 bis 5 Hertz) (Frequenzunterschied Winter: Sommer nach Registrierungen des Membranapparates). Nach E. Schrödinger*) tritt merkliche und zwar selektive Absorption der Schallwellen ein, wenn die Wellen-länge vergleichbar wird mit der freien Weglänge der Moleküle. Es tritt stärkere Absorption ein 1. in größeren Höhen (geringere Luftdichte), 2. bei kleinen Wellen-längen, 3. bei tieferen Temperaturen. Die Siebwirkung, daß die kurzperiodischen

*) Phys. Zeitschr. 18, 445 (1917).

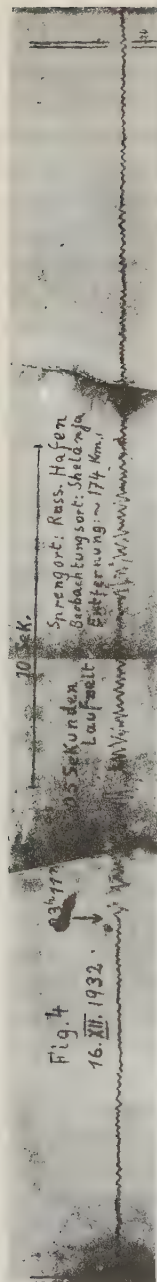


Fig. 4.

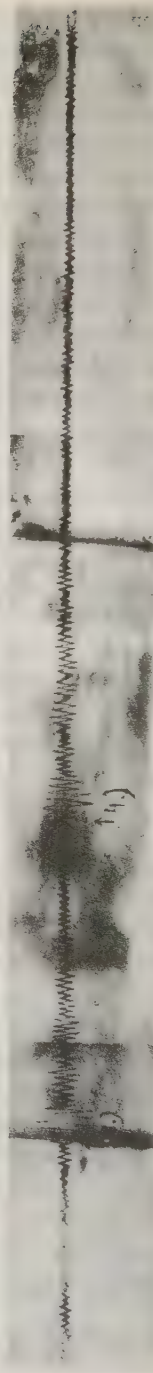
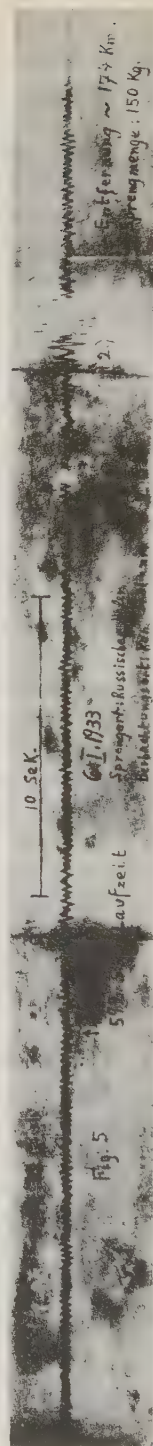
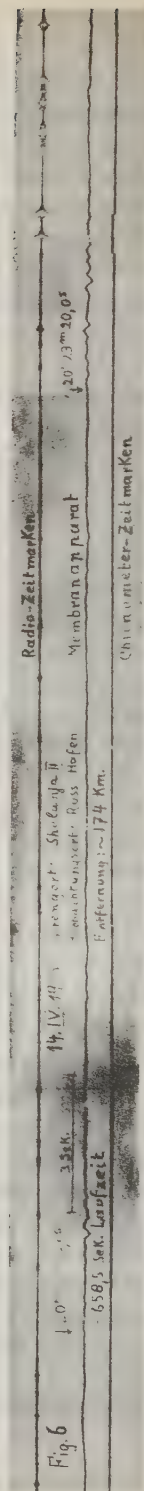


Fig. 5.



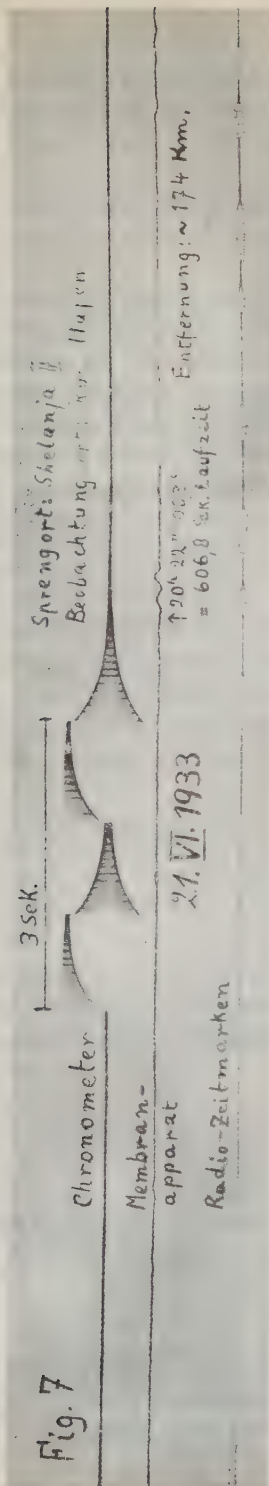


Fig. 7.

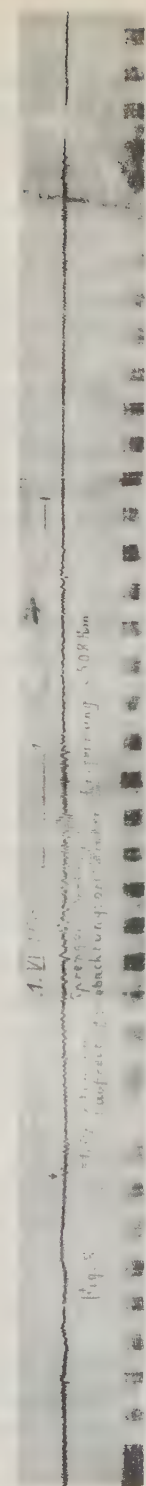


Fig. 8.

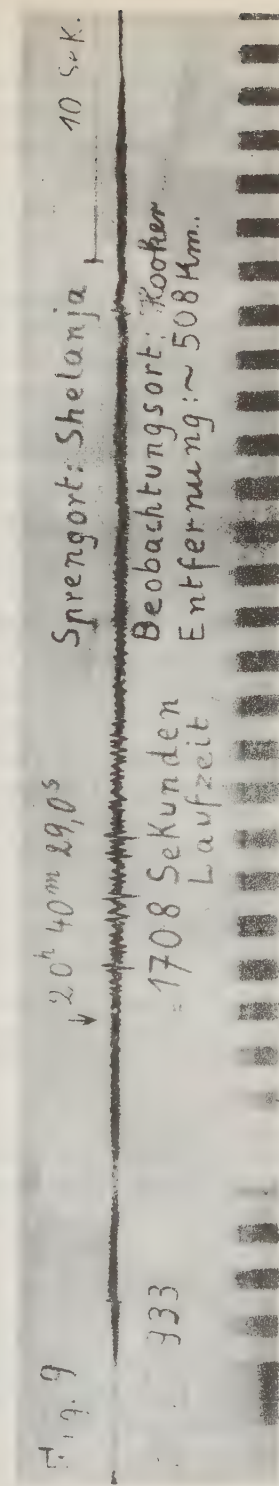


Fig. 9.

Fig. 4—9. Schallregistrierungen im Polargebiet

Schallschwingungen bereits absorbiert sind, während sehr lange Wellen noch beobachtet werden, wäre demnach im Sommer am stärksten, wenn die Schallstrahlen im Sommer in größeren Höhen umkehren als im Winter, wie B. Gutenberg*) es für mittlere Breiten annimmt.

Bei allen Frühjahrs- und Sommersprengungen wurden auf der Station Russ. Hafen Messungen des Einfallswinkels versucht, die aber sämtlich mißlangen. Über die Gründe dafür siehe meinen Bericht l. c.

Eine Form der Temperaturhypothese bringt die Strahlumkehr in großen Höhen mit dem Ozongehalt der Stratosphäre in Verbindung. Nach den Spektralmessungen sollte gerade nördlich von 70° nördl. Breite erhöhter Ozongehalt herrschen. Die aus solchen Spektralmessungen gezogenen Schlüsse über Menge und Verteilung, insbesondere Höhenverteilung des Ozons stehen andererseits noch zur Diskussion und können noch nicht als gesicherte Ergebnisse gewertet werden**).

Zusammenfassung. 28 Schallsprengungen im Polargebiet ergeben an sieben verschiedenen Tagen insgesamt 15 positive Registrierbeobachtungen. Daraus wird abgeleitet:

1. Auch während der Polarnacht werden im Polargebiet Fernschallwellen beobachtet. Die Laufzeiten zeigen keinen wesentlichen Unterschied gegen die Laufzeiten, die aus Beobachtungen in mittleren Breiten gewonnen wurden.

2. Alle Abweichungen der Laufzeiten der einzelnen Beobachtungen vom jahreszeitlichen Mittelwert entsprechen qualitativ der Stärke und Richtung der Luftströmungen in der unteren Troposphäre.

3. Wie in Mitteleuropa wird anormaler Schall im Winter häufiger östlich, im Sommer häufiger westlich von der Schallquelle beobachtet.

4. Winterschall und Sommerschall zeigen einen Unterschied in der Wellenform. Winterschall hat hohe Frequenz, unregelmäßige Formen, Sommerschall niedrige Frequenzen, sehr regelmäßige, runde Wellenformen.

*) B. Gutenberg: Handb. d. Geophys. IX, S. 145 (1932).

**) F. W. P. Götz: Das atmosphärische Ozon in Ergebnisse der kosmischen Physik 1, 216, Leipzig, Akad. Verlags-Gesellschaft, 1931.

(Aus dem Institut für angewandte Mechanik, Göttingen)

Betrachtungen über ebene Pendel

Von **Erich Hahnkamm** — (Mit 4 Abbildungen)

Es werden die Abhängigkeitsverhältnisse erörtert zwischen der Schwingungszeit eines Pendels und einer Änderung des Schwerpunktabstandes bei verschiedenen nach besonderen Gesichtspunkten gewählten Werten des Trägheitshalbmessers. Die Untersuchungen ergeben bestimmte Werte des Schwerpunktabstandes bei vorgegebenem Trägheitshalbmesser, für welche die Abhängigkeit der Schwingungszeit von einer Änderung des Schwerpunktabstandes maximal groß oder minimal klein ist.

Bei bekannter unveränderlicher Erdbeschleunigung kann man durch Bestimmung des Trägheitshalbmessers und des Schwerpunktabstandes nach der Beziehung:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\varrho^2 + s^2}{s g}} \quad \dots \dots \dots (1)$$

das ebene Pendel zur Zeitbestimmung benutzen. In (1) sei ϱ der Trägheitshalbmesser des Pendelkörpers um seinen Schwerpunkt und s der Abstand dieses Schwerpunktes vom Aufhängepunkt des Pendels. Trägt man in Abhängigkeit von s die Schwingungszeit T auf, so stellt man fest, daß T für ein ganz bestimmtes s (nämlich $s = \varrho$) einen kleinsten Wert annimmt. Diesen Wert von T wollen wir mit T_{\min} bezeichnen und ein Pendel, für das $s = \varrho$ gilt, ein Minimumpendel nennen. Für T_{\min} hat man die Beziehung:

$$T_{\min} = 2\pi \sqrt{\frac{2\varrho}{g}} \quad \dots \dots \dots (2)$$

Beim mathematischen Pendel gibt es kein eigentliches Minimum. Vielmehr strebt T_{\min} mit ϱ gleichzeitig gegen Null. Man kann eine Normalkurve erhalten, indem man die allgemeine Schwingungszeit T eines Pendels durch T_{\min} dividiert. Dies liefert die Beziehung:

$$\frac{T}{T_{\min}} = \sqrt{\frac{s^2 + \varrho^2}{2 s \varrho}} \quad \dots \dots \dots (3)$$

Man betrachtet ϱ als vorgegebene Konstante und drückt s in Einheiten von ϱ aus. In Fig. 1 ist eine solche Normalkurve wiedergegeben für $\varrho = 1$. Der Kurven-

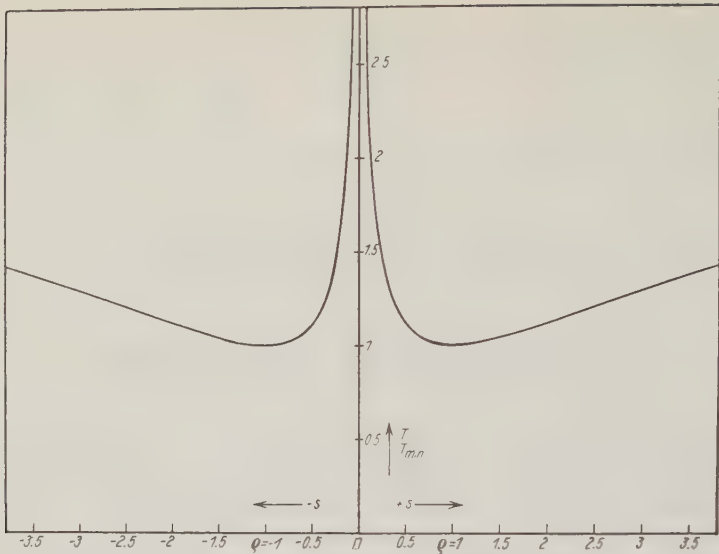


Fig. 1. Die Schwingungszeit T eines Pendels bezogen auf T_{\min} (Schwingungszeit eines Minimumpendels, $s = \rho$) in Abhängigkeit vom Schwerpunktsabstand s für den Trägheitshalbmesser $\rho = 1$

verlauf zeigt für $s = \rho = 1$ das erwähnte Minimum von T. M. Schuler*) hat sich bei der Konstruktion einer neuen Pendeluhr zuerst diese Tatsache zunutze

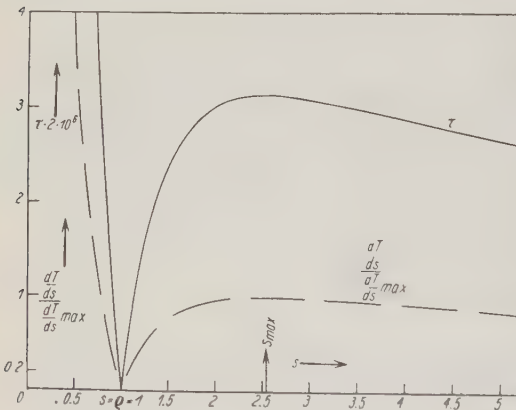


Fig. 2

Als Abszisse ist der Schwerpunktsabstand s in Einheiten des Trägheitshalbmessers ρ aufgetragen und als Ordinate der Differentialquotient dT/ds bezogen auf dT/ds_{\max} und die Änderung τ der Schwingungszeit T , wenn der Schwerpunktsabstand um 10μ verändert wird

gemacht. Dadurch wurde erreicht, daß eine Änderung von s , also des Schneidenabstandes vom Schwerpunkt, in erster Näherung keinen Einfluß auf T ausübt. Um nun den Einfluß einer Änderung von s auf T bei beliebigem s zu zeigen, ist in Fig. 2 angenommen, daß s sich um 10μ ($\mu = 0.0001 \text{ cm}$) ändert. Als Abszisse

*) M. Schuler: Zeitschr. f. techn. Phys. 10, 392 (1929).

ist s aufgetragen und als Ordinate τ , die Anzahl der Sekunden, um die sich die Schwingungszeit ändert. ϱ ist gleich 1 gesetzt. Es ist der Absolutwert aufgetragen. Der linke, steile Kurvenast müßte an sich unterhalb der Abszissenachse gezeichnet werden, da er einer Abnahme von T bei wachsendem s entspricht. Wir entnehmen der Abbildung, daß die Änderung von T für $s = \varrho = 1$ (Minimumpendel) Null wird. Für $s < \varrho$ wächst die Abhängigkeit von s sehr schnell, für $s > \varrho$ haben wir zunächst auch ein starkes Anwachsen, das aber einen Höchstwert erreicht und für sehr großes s wieder kleiner wird. Hierauf kommen wir später noch zurück.

Um uns eine Vorstellung von der Größe des Schwerpunktabstandes s für eine bestimmte, geforderte Schwingungszeit eines Minimumpendels machen zu können, ist in Fig. 3 über T_{\min} das zugehörige $s = \varrho$ aufgetragen. Das Kurvenbild gestattet, unmittelbar für jede gewünschte Schwingungszeit die zugehörige Größe von $s_{\min} = \varrho$ anzugeben, die also das Pendel zu einem Minimumpendel machen würde.

Auch für ein Pendel, bei dem die Minimumbedingung erfüllt ist, bewirkt eine Verschiebung des Aufhängepunktes noch eine kleine Veränderung von T . Den Betrag dieser Änderung für ein Minimumpendel können wir der Fig. 4 entnehmen. Dort ist die Änderung τ_{\min} der Schwingungszeit T_{\min} bei einer Verschiebung des Aufhängepunktes um 10μ über T_{\min} aufgetragen. Es ist beachtlich, wieviel unempfindlicher ein Pendel mit großer Schwingungszeit gegenüber einem solchen mit kleinem T_{\min} ist.

Bei einigen Meßpendeln wird eine möglichst große Empfindlichkeit der Schwingungszeit bei einer Veränderung von s verlangt. Das heißt also, man hat das Pendel so zu bauen, daß dT/ds einen möglichst großen Wert annimmt, oder mathematisch ausgedrückt, d^2T/ds^2 muß Null sein. Für d^2T/ds^2 gilt:

$$\frac{d^2 T}{ds^2} = \frac{\pi}{2\sqrt{g}} \cdot \frac{3\varrho^4 + 6\varrho^3 s^2 - s^4}{s\sqrt{s(s^2 - \varrho^2)^3}} \dots \dots \dots (4)$$

Aus (4) folgt, daß d^2T/ds^2 Null wird für:

$$s^2 = \varrho^2 (3 + 2\sqrt{3}) \dots \dots \dots (5)$$

Dann nimmt also dT/ds einen größten Wert an, und zwar:

$$\frac{dT}{ds} \max = \frac{\pi(\sqrt{6} - \sqrt{2})}{\sqrt{\varrho g} \sqrt{\sqrt{9 + 6\sqrt{3}}}} \dots \dots \dots (6)$$

Auch für dT/ds können wir eine Normalkurve zeichnen, indem wir den Ausdruck

$\frac{dT}{ds}$ als Ordinate über s auftragen. Für diesen Ausdruck gilt die Beziehung:

$$\frac{dT}{ds} \max = \frac{\sqrt{\varrho} (s^2 - \varrho^2) \sqrt{\sqrt{9 + 6\sqrt{3}}}}{s\sqrt{s^3 + \varrho^2 s (\sqrt{6} - \sqrt{2})}} \dots \dots \dots (7)$$

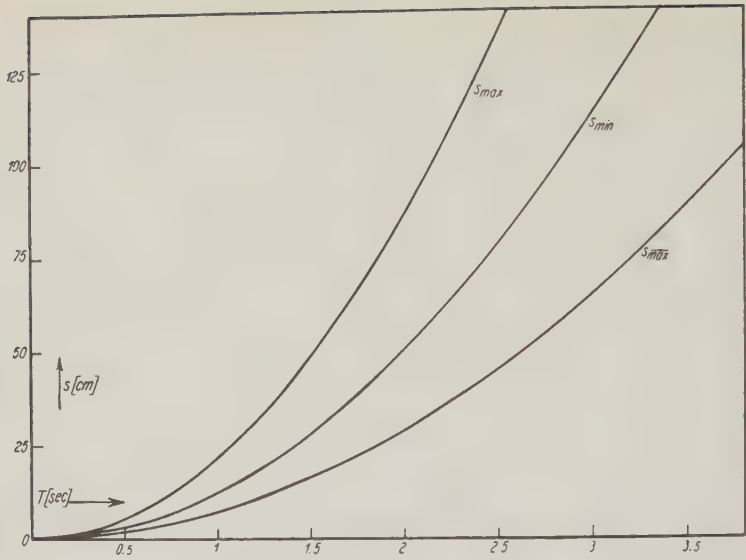


Fig. 3

Über T sind die Schwerpunktsabstände s_{min} , s_{max} und $s_{\overline{max}}$ aufgetragen

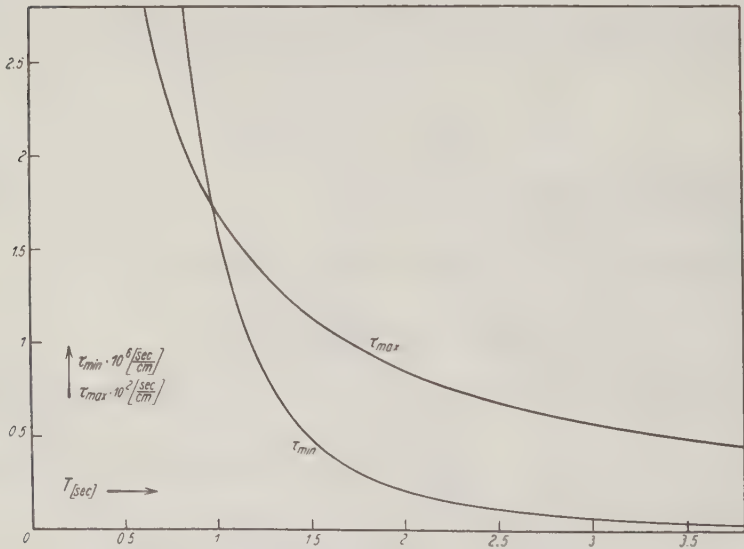


Fig. 4

Über T sind τ_{max} (Änderung der Schwingungszeit eines Maximumpendels bei Veränderung des Schwerpunktsabstandes) und τ_{min} (Änderung der Schwingungszeit eines Minimpendels bei Veränderung des Schwerpunktsabstandes) aufgetragen

Wir drücken s wieder in Einheiten von ϱ aus, setzen also $\varrho = 1$. Das Kurvenbild ist in Fig. 2 (gestrichelte Kurve) wiedergegeben. Wir entnehmen der Abbildung, daß es für $s > \varrho$ ein Maximum der Abhängigkeit der Schwingungszeit von s gibt. Diesen Wert haben wir oben in Gleichung (5) berechnet. Für $s < \varrho$ ist die Abhängigkeit bei kleiner werdendem s sehr bald sogar größer als der Betrag des eben angegebenen $dT/ds - \max$ ausmacht. Aus gewissen Gründen ist eine so kurze Schwingungszeit aber oft nicht erreichbar. Wir können noch den Wert von s angeben, für den die gleiche Stärke der Abhängigkeit der Schwingungszeit T von s vorhanden ist, wie für s_{\max} . Diesen zweiten Wert von s bezeichnen wir mit s_{\max}^- . Für ihn gilt:

$$s_{\max}^2 = \varrho^2 \frac{2\sqrt{3} + 1}{11} \dots\dots\dots (8)$$

In Fig. 2 haben die beiden Abszissen die Größe:

$$s_{\max} = 2.543 \quad \text{und} \quad s_{\max}^- = 0.687 \dots\dots\dots (9)$$

ϱ ist gleich 1 gesetzt. Wir wollen ein Pendel, dessen Schwerpunktsabstand $s = s_{\max}$ ist, ein Maximumpendel nennen. Bei einem solchen Pendel nimmt die Schwingungszeit keinen extremen Wert an, wohl aber ist die Empfindlichkeit der Schwingungszeit gegen eine Veränderung des Schwerpunktsabstandes ein Maximum. Beim Minimumpendel ist diese Empfindlichkeit ein Minimum und auch die Schwingungszeit. Zu Fig. 2 ist noch zu bemerken, daß die Ordinaten der ausgezogenen τ -Kurve und der gestrichelten $\frac{dT}{ds} / \frac{dT}{ds} \max$ -Kurve, wenn μ genügend klein ist, sich angenähert nur um einen konstanten Faktor unterscheiden.

Um den Wert von s_{\max} und s_{\max}^- für eine gewünschte Schwingungszeit eines Maximumpendels angeben zu können, sind in Fig. 3 die Schwerpunktsabstände s_{\max} und s_{\max}^- über T aufgetragen. Man erkennt aus der Abbildung, daß die beiden Kurven symmetrisch zur s_{\min} -Kurve liegen.

In Fig. 4 ist noch $\tau - \max$ über T aufgetragen. $\tau - \max$ ist die Änderung der Schwingungszeit eines Maximumpendels bei einer Änderung des Schwerpunktsabstandes um 10μ . Auch hier wächst ähnlich wie beim Minimumpendel die Empfindlichkeit mit kleiner werdender Schwingungszeit. Die Kurve kann bei genügend kleinem μ auch als angenähertes Bild der Funktion $dT/ds - \max(T)$ aufgefaßt werden. Man entnimmt der Abbildung noch, daß die Abhängigkeit der Schwingungszeit eines Maximumpendels von einer Veränderung des Schwerpunktsabstandes s etwa 10^4 mal größer ist als beim Minimumpendel. Man sieht daraus, wie wichtig es ist, ein Meßpendel zweck- und bestimmungsgemäß zu bauen.

Außenraum und Innenraum

(Schlichtung des Streites um die Schwerkraftreduktion)

Von **Robert Schwinner**, Graz — (Mit 2 Abbildungen)

Aller Streit um die richtige Reduktion der Schweremessungen, um die Undulationen des Geoides usw. wird gegenstandslos, wenn man auf zwei Niveauflächen reduziert, auf eine die ganz im Innern, und eine die ganz außerhalb des Erdkörpers liegt; etwa durchzuführen ersteres nach Prey, letzteres nach Faye; beidemal mit gewissen, aber nicht sehr großen Verbesserungen des betreffenden Verfahrens. Je weiter außen, desto geringer sind die Undulationen der Niveauflächen. Daraus folgt, daß Senkung des Geoides und Minderschwere, Hebung und Überschwere zusammengehen müssen.

In der Lehre von der Erdschwere ist eine Art babylonischer Sprachverwirrung eingerissen; es gibt wenig — von einfachen Rechenvorschriften (wie die Reduktionsformeln) bis zu schwierigen Theoremen der Potentialtheorie — über das sämtliche Fachmänner einig wären. Es gibt aber ein einfaches Aushilfsmittel, das noch dazu das Übel an der Quelle faßt. Die Uneinigkeit beginnt offenbar eben schon bei den einfachsten Rechenvorschriften, mit denen jede Verarbeitung der Schweremessungen beginnen muß, den Reduktionsverfahren. Daß man für die Niveaufläche, auf die man alles bezieht, aus Gewohnheit der sonstigen geodätischen Arbeit das Meeresniveau gewählt hat, das zum Teil frei liegt, zum Teil ($\frac{3}{10}$ der Fläche) aber im Innern des Erdkörpers verläuft, bringt schwer auflösbare potentialtheoretische Verwicklungen. Es hatte zur Folge, daß man sich nicht einmal dahin einigen konnte, was mit der Reduktionsrechnung eigentlich gemeint und beabsichtigt sein sollte. Daraus ergaben sich naturnotwendig eine unabsehbare Reihe von Mißverständnissen.

Man wähle dagegen zur Vergleichsbasis eine Niveaufläche, die ganz außerhalb des Erdkörpers liegt. Dann fallen die potentialtheoretischen Verwicklungen weg, die Reduktion läßt sich einfach und unzweideutig definieren als die Bestimmung jenes Wertes von g , welchen ein Beobachter messen würde, der sich lotrecht über der Station auf jenem Niveau befände. In der Praxis würde dafür die Annahme 5000 m über dem Meer wohl genügen; was darüber liegt, sind Gipfel und Zipfel von geringer Masse, die man einfach wegdenken kann; wenn Stationen nicht unmittelbar drauf oder dran liegen, kommt ihre Attraktion nicht in Betracht. Man muß ja streben, mit möglichst geringer Meereshöhe auszukommen; denn mit dieser wächst die Unsicherheit der Reduktion, ein Übelstand, der ohnedem schon gegen diesen Vorschlag eingewendet worden ist*).

*) Gegen den Vorschlag von Brillouin, der allerdings 10 km wollte, Prey (A. Prey, E. Mainka, E. Tams, Einführung in die Geophysik 1922, S. 60/61): „Die Ungenauigkeit der Reduktionsgrößen würde das ganze Resultat in Frage stellen“. Ähnlich Helmert.

Die Meereshöhe des gewählten Bezugsniveaus sei H ; wenn in einer Station mit Meereshöhe h die Schwerebeschleunigung g gemessen wird, so ist die auf jenes Niveau reduzierte Schwere

$$\bar{g} = g - (H - h) \cdot \vartheta.$$

Der vertikale Gradient der Schwere soll konstant angenommen werden, und zwar $\vartheta = 3.086 \cdot 10^{-4}$ (Meereshöhe h in Metern angegeben), wie das in den Tabellenwerken (Borrass, Schütte, Ackerl usw.) für die Höhenreduktion allgemein üblich ist. Bedeutet nun γ_0 die Normalschwere im Meeresniveau lotrecht unter der Station, so wird die Normalschwere oben auf dem neuen Bezugsniveau $\gamma = \gamma_0 - H \cdot \vartheta$ und die Schwereanomalie dortselbst

$$\bar{\Delta}g = g - (H - h) \cdot \vartheta - (\gamma_0 - H \cdot \vartheta) = g + h \cdot \vartheta - \gamma_0.$$

Mit anderen Worten: die Schwereanomalie, welche sich nach der hier vorgeschlagenen „Außenraum-Reduktion“ ergibt, ist dieselbe, welche sich nach dem „Freiluftreduktion“ genannten Verfahren von Faye ergäbe. NB. unter den vereinfachenden Annahmen: Konstanz des Vertikalgradienten der Schwere und Äquidistanz der Niveaulächen.

Diese Annahmen werden bei allen anderen gebräuchlichen Reduktionsverfahren ebenfalls gemacht, aber diese rechnen mit geringeren Höhenunterschieden. Wir müssen daher diskutieren, was in unserem Fall jene Korrekturen ausmachen können. Der vertikale Gradient der Schwere ändert sich mit der Breite (φ). Es ist (nach Prey, l. c., S. 66, und mit seiner Bezeichnung):

$$\vartheta = 2 \frac{k^2 E}{r^3} \left\{ 1 + \frac{3(C - A)}{E \cdot r^2} (1 - 3 \sin^2 \varphi) + \frac{\omega^2 r^3}{2k^2 E} \cdot \cos^2 \varphi \right\};$$

daraus folgt:

$$\vartheta = \vartheta_a (1 - 0.011452 \sin^2 \varphi).$$

Nehmen wir $H = 5000$ m, wie im folgenden immer verstanden sein soll, so bewirkt das im Maximum — zwischen Äquator und Pol — eine Änderung in g auf einem Bezugsniveau jener Höhe um rund 17 milligal. Eine bezügliche Korrektur muß also jedenfalls angebracht werden, aber sehr groß ist sie nicht.

Der Vertikalgradient der Schwere ändert sich ebenfalls mit der Meereshöhe; wir können da die ganze Erdmasse E im Mittelpunkt vereinigt denken, und bekommen

$$\vartheta = \vartheta_0 \left(1 - 3 \frac{h}{a} \right).$$

Es ist nun $h/a = 5/6371$, und daraus ergibt sich, daß eine bezügliche Korrektur in g äußerstens 1.8 Milligal ausmachen könnte, in den meisten Fällen also vernachlässigt werden kann.

Wohl aber können durch lokale Unregelmäßigkeit der Massenlagerung Störungen im Vertikalgradienten hervorgebracht werden. Eine Berücksichtigung

derselben kommt im Wesen darauf hinaus, daß für die vorgeschlagene Reduktionsweise die topographische Korrektur anders berechnet werden muß als sonst. Von großem Einfluß können solche lokale Störungen des Vertikalgradienten nicht sein, sie klingen nach oben schnell ab. Ferner ist die topographische Korrektur für Flachland und sogar Mittelgebirgsrelief unbedeutend, sie kommt also nur auf einem ganz kleinen Teil der Erdoberfläche*) in Betracht. Überhaupt, eine allseits ausgedehnte störende Platte erzeugt — wie leicht zu verifizieren — gar keine Störungen des Vertikalgradienten. Das trifft alle an der Erdoberfläche vorkommenden großen Massenunregelmäßigkeiten, die alle sehr ausgedehnt sind; hohe Massenkonzentrationen, welche den Gradienten stark beeinflussen würden, sind in der geologischen Wirklichkeit selten und nur in kleinem Maßstab möglich.

Schließlich auch die Niveauflächen sind nicht genau äquidistant. Nach dem Energiesatz muß sein $g \cdot d = \text{const}$ (wenn mit d der Abstand zweier bestimmter Niveauflächen bezeichnet wird). Die Schwere ist nun in erster Linie wieder von der Breite abhängig, ungefähr

$$g = g_a (1 + 0.0058 \cdot \sin^2 \varphi).$$

Daher liegt unser Vergleichsniveau am Pol rund 26 m verhältnismäßig tiefer als am Äquator, was in g etwa 8 Milligal ausmachen würde. Natürlich auch den lokalen Schwerestörungen entsprechen Veränderungen der Distanz zwischen den Niveauflächen. Aber solche lokale Schwerestörungen sind sicher kleiner als $\frac{1}{2000} \cdot g$, die sich daraus ergebende Korrektur bleibt unter 1 Milligal, also unter der Genauigkeitsgrenze der Schweremessungen.

Nach dem Vorstehenden können die Einwände, welche gegen die vorgeschlagene Außenraumreduktion erhoben worden sind, nicht als stichhaltig angesehen werden. Gewiß, es müssen einige Korrekturen berücksichtigt werden, welche bei anderen Reduktionsverfahren nicht nötig zu sein scheinen. Aber die „geometrischen“ Korrekturen können streng berechnet werden, und die topographische Korrektur braucht dabei nicht schlechter auszufallen, als sie allemal sonst zu sein pflegt (s. oben). Von einigen Ausnahmefällen abgesehen, für die ganz überwiegende Zahl der Stationen sind jene Korrekturen klein, und auch eine prozentuell bedeutende Unsicherheit derselben bleibt unter der Genauigkeitsgrenze der Messungen. Es ist etwas mehr Mühe damit verbunden, aber auch das kann nicht so arg sein, wenn man sich einmal einen praktischen Rechenvorgang eingerichtet hat. Einzig die topographische Korrektur wird — wie immer man es auch einrichtet — merklich mühsamer sein; denn wenn der Aufpunkt weiter vom Relief entfernt ist, muß man einen größeren Umkreis berücksichtigen; dafür gleicht sich manches aus und der Absolutbetrag wird meistens geringer ausfallen als bisher.

*) Dort aber, im Hochgebirge, ist schon die jetzige Art der topographischen Korrektur eine Kalamität (vgl. Schwinner: Gerlands Beitr. 29. 357 (1931)); vielleicht wäre eine wie angedeutet begründete Rechnung besser, es könnten die Gipfelstationen, die sonst herausfallen, besser ins Milieu passend kommen?

Eine Unsicherheit haben wir allerdings noch nicht in Berücksichtigung gezogen, jene nämlich, welche betreffs der Undulationen des Geoides herrscht. Aber diese ist für die gewählte Bezugsfläche nicht größer als für irgendeine andere, das Meeresniveau eingeschlossen. Es ist überall dasselbe, der grundsätzliche circulus der Geodäsie, daß die Unbekannte, welche erst gesucht werden soll, schon in den Bestimmungsstücken drinsteckt. Eben zur Behebung dieser Schwierigkeit wird ja der vorstehende Vorschlag gemacht. Die hier vorgeschlagene Bezugsniveaufläche kann als ganz im Außenraum liegend angesehen werden, daher kann auf sie ohne Bedenken die Formel von Stokes angewendet werden:

$$N = \frac{R_m}{4\pi g_m} \int \Delta g \cdot F(\psi) \cdot d\sigma.$$

Darin bedeutet: N die Erhebung des Geoides über das Sphäroid, R_m, g_m die Mittelwerte von Erdradius und Schwere, $d\sigma$ ein Flächenelement der Einheitskugel, $F(\psi)$ eine gewisse Funktion des sphärischen Abstandes ψ , den $d\sigma$ vom Aufpunkt hat. Für die Schwereanomalie Δg sind natürlich jene Werte einzusetzen, welche sich bei Reduktion auf die von uns gewählte Außenfläche ergeben. Wir haben nun vorstehend gezeigt, daß diese sich nur um einige nicht sehr beträchtliche Korrekturen unterscheiden von den Schwereanomalien, welche sich nach der gebräuchlichen „Freiluftreduktion“ ergeben. Hirvonen, welcher die Undulationen des Geoides nach jener Formel berechnet hat*), verwendet als Δg die Schwereanomalien, welche man durch Reduktion auf das Meeresniveau nach der Freiluftformel (Faye) erhält. Es müssen daher die Werte, die er für die Undulationen des Geoides im Meeresniveau angibt (und die dort angezweifelt werden könnten, weil das keine saubere äußere Niveaufläche ist), jedenfalls im Sinne, Verteilung und Größenordnung, die Undulationen unserer Außenraumniveaufläche geben. Selbst in den absoluten Beträgen kann der Unterschied nicht allzu groß sein; denn Hirvonen stellt nur einen Streifen von geringer Breite dar, in dem die auf die Breitenunterschiede begründeten Korrekturen nicht arg verschieden sind, und die Wirkung der entfernteren Elemente wird sich, wie er meint, in der Summe einigermaßen von selbst kompensieren, jedenfalls wird sie in dem ganzen dargestellten Ring ziemlich gleichmäßig zur Geltung kommen. Und die „exceptionellen Stationen“ (Tiefseegräben, Bergespitzen), die nämlich, welche große topographische Korrekturen haben könnten, hat Hirvonen von vornherein nicht in Rechnung gezogen.

Zum zweiten wäre ein Bezugsniveau zu wählen, das ganz im Innern des Erdkörpers liegt. Das erste dieser wäre das „Meeresniveau“: die auf hoher See gemessenen Werte können ebensogut für innen wie außen gelten (sie sind ja wirklich innen gemessen worden!) und im Bereich der Kontinente hätte man — ebenso wie oben — die auf dem Bezugsniveau wirklich zu messende Schwere zu be-

*) R. A. Hirvonen: Über die kontinentalen Undulationen des Geoids. Vorläufige Mitteilung. Gerlands Beitr. 40, 18—23 (1933).

stimmen, also nach der Methode von Prey zu reduzieren, und aus den so gewonnenen Werten der Schwereanomalie wäre wieder die Form der betreffenden Niveaufläche zu bestimmen; das ist genau jene Aufgabe, die sich Ackerl gestellt hat*), dessen Berechnungen sich somit auf die erste (äußerste) Niveaufläche bezieht, die bereits ganz dem Innenraum angehört. Über die Anwendbarkeit der Formel von Stokes auf diese Niveaufläche des Innenraumes möchte ich als Laie ein Urteil nicht wagen, ich glaube aber annehmen zu dürfen, daß diese Aufgabe, wenigstens näherungsweise, so oder so gelöst werden kann**).

Die Schar der Niveauflächen, die sich derart ergeben, ist leicht zu übersehen. Ganz außen, fern von allen irdischen Unregelmäßigkeiten, müssen es glatte Sphäroide sein. Rückt man näher an die Erdoberfläche heran, so erscheinen „Undulationen“ und wachsen an, wenn auch vorerst nur zu geringen Beträgen. Die Darstellung von Hirvonen kann — wie oben gezeigt — eine gewisse Vorstellung vom 5000 m-Niveau geben***). Weiter nach innen fortschreitend kommt man in immer größere Nähe, zum Teil unmittelbare Berührung mit den störenden Massen, und da muß auch der Betrag, um den die Niveauflächen gestört werden, immer zunehmen, nicht bloß bis an das Meeresniveau, die erste ganz im Innern liegende Niveaufläche, sondern noch weiter; die größten Undulationen muß wohl jene Niveaufläche zeigen, welche unmittelbar unterm Ozeanboden liegt. Schon wegen der Eigenart unseres Schwerfeldes, das Singularitäten durchaus abhold ist, wird man vermuten, daß diese Steigerung der Undulation allgemein ganz allmählich und gleichsinnig vor sich geht. Es läßt sich das aber auch direkt zeigen. Wegen $g \cdot d = \text{const}$ (s. oben) kann d ebensowenig wie g Unstetigkeit oder Sprung zeigen. Gegen innen nimmt g auch in der festen Kruste gleichsinnig zu, also d ebenso ab. Die Variationen in der Waagerechten sind naturgemäß noch viel geringer. Sind die Undulationen durch die ganze Flächenschar durch gleichsinnig — was die Regel sein muß, für Meer und Flachland, also etwa für $\frac{4}{5}$ der Fläche —, so sind sie auch oben kleiner, unten größer, und wie leicht zu sehen (Fig. 1), folgt aus $g \cdot d = \text{const}$ dann, daß Einsenkungen des Geoides mit Minderschwere, Aufwölbungen des Geoides mit Überschwere auf allen

*) F. Ackerl: Die Ergebnisse der Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung. Zeitschr. f. Geophys. **9**, 263—275 (1933); Derselbe: Die Bestimmung der mathematischen Erdfigur aus Schwerkraftmessungen. Petermanns Geogr. Mitt. **79**, 173—175 (1933); vgl. auch die Zusammenstellung derselben mit Hirvonen bei: R. Schwinner: Die neuen Geoide. Gerlands Beitr. **41**, 214—224 (1934).

) Vgl. F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. **9, 281 (1933).

***) Weiter einwärts gibt eine Rechnung nach der Art der von Hirvonen natürlich nicht die Niveauflächen, die wirklich da sind, sondern jene, die außen zu beobachten wären, wenn man die Aufragung des Festlandes aufs Meeresniveau kondensiert hätte; diese Flächenschar ist reine Fiktion, insbesondere darf man von ihr aus nicht weiter, gegen das Erdinnere, extrapolieren. Dieses Mißverständnis ist die reale Grundlage der Differenzen zwischen Ackerl und Hirvonen.

Niveaus zusammengehen muß. Daß die Undulation oben und unten verschiedenen Sinn hat, ist nur möglich, wenn gleichzeitig die Schwereanomalie oben und unten verschiedenes Zeichen hat. Das ist im einen Falle z. B. denkbar bei einer Gebirgsmasse mit einem Massendefekt unter ihr in der Tiefe (Fig. 2); das gäbe in den Niveaus außen eine mäßige Aufwölbung, unten im Meeresniveau starke Senkung.

Für den zweiten Fall finden wir Beispiele in der Vergleichung von Hirvonen (Außenraum) mit Ackerl (Innenraum). So hat ersterer in Turkestan eine Senkung des Geoides um 100 m, der letztere ebendort eine Hebung um 400 m; das würde eine Verkleinerung der Distanz unserer beiden Vergleichsniveaus um

niveaus um $\frac{500}{5000} = 10\%$ bedeuten; und um ebensoviel müßte der Mittelwert der Schwere auf

dieser Strecke größer sein als in der Nachbarschaft! In Wirklichkeit sind in ganz Turkestan die Schwerewerte allgemein abnorm niedrig. Ich sehe keine Möglichkeit, diesen Fall anders als durch Umkehrung des Vorzeichens bei Ackerl in Ordnung zu bringen.

Überdies ist es schwer vorzustellen, wie eine solche Anordnung der Niveauflächen zustande kommen sollte. Denkt man sich der Einfachheit halber eine homogene (oder homogen geschichtete) Kugel und legt auf diese (oder in ihre obersten Schichten) eine positive störende Masse, so werden alle äußeren Niveauflächen über dieser aufgewölbt, und oben auf der Kulmination ist die Schwere größer als normal (d. h. auf der Kugelfläche fern von der Störung). Bei Ackerl dagegen ist fast als Regel Hebung des Geoides und Minderschwere verknüpft und umgekehrt. Es müßte wohl erst dargetan werden, wie das in der Erdkruste realisiert werden kann.



Fig. 1



Fig. 2

Bemerkungen zu den Geoiden von Ackerl und Hirvonen

Von K. Ledersteger, Wien — (Mit 1 Abbildung)

Es wird versucht, durch eine Umdeutung des Begriffes „Massenunregelmäßigkeit“ den Gegensatz in den bestehenden Auffassungen des Geoids zu überbrücken.

Die kürzlich erschienene Gegenüberstellung der Geoiden von Ackerl*) und Hirvonen**) durch R. Schwinner***) gibt Anlaß zu einigen Bemerkungen, die vielleicht dazu beitragen können, den schroffen Gegensatz zwischen den beiden Auffassungen zu mildern.

Den umfangreichen Berechnungen, die Ackerl im Anschluß an seine Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung ausgeführt hat, liegt die Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie von F. Hopfner†) zugrunde. Die Grundgleichungen dieses für die physikalisch orientierte Geodäsie so ungemein wichtigen Verfahrens lassen sich in größter Allgemeinheit nach Hopfner kurz folgendermaßen entwickeln. Man wählt eine das Potential in den Punkten des Geoids annähernd darstellende Funktion U , die bis auf den Schwerpunkt im Gesamtraum harmonisch ist und vergleicht das Geoid mit der Niveaufläche gleichen Potentials dieses fiktiven, theoretischen Schwerfeldes. Der Abstand beider Flächen, die Undulation ζ , werde in Richtung der Geoidnormalen vom Punkte P des Geoids

$$W_P = U_P + T_P = U_0 \dots \dots \dots (1)$$

zum korrespondierenden Punkt Q auf dem „Niveausphäroid“ $U = U_0$ gezählt. Als positiver Zählsinn werde die Richtung der äußeren Normalen gewählt, so daß $\zeta = \vec{PQ}$ im Außenraum des Geoids positiv ausfällt. Die Taylorsche Entwicklung:

$$U_P = U_Q + \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_Q \cdot \vec{QP} = U_Q - \zeta \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_Q \dots \dots \dots (2)$$

gibt zusammen mit (1) das Theorem von Bruns:

$$W_P = U_Q - \zeta \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_Q + T_P = U_0$$

oder

$$\zeta = -\frac{T}{\gamma} \dots \dots \dots (3)$$

*) F. Ackerl: Die Ergebnisse der Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung. Zeitschr. f. Geophys. 9, 263ff. (1933).

**) R. A. Hirvonen: Über die kontinentalen Undulationen des Geoids. Gerlands Beitr. 40, 18ff. (1933).

***) R. Schwinner: Die neuen Geoiden. Ebenda 41, 213ff. (1934).

†) F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. 9, 277ff. (1933).

wenn man unter γ die positive, theoretische Schwerebeschleunigung

$$\gamma = -\left(\frac{\partial U}{\partial n}\right) > 0$$

versteht. Eine positive Restfunktion T ist daher stets mit einer Hebung des Geoids über das Niveausphäroid gleichen Potentialwertes verknüpft. Sind

$g = -\frac{\partial W}{\partial n} > 0$ und γ' die wahre und die theoretische Schwerebeschleunigung

im Punkte P , während γ die theoretische Beschleunigung im Punkte Q bedeutet, so läuft die durch Ableitung von (2) nach der äußeren Normalen zu gewinnende partielle Differentialgleichung auf eine Verbindung der „wahren Schwerestörung“ ($g - \gamma'$) mit der „scheinbaren Schwerestörung“ ($g - \gamma$) hinaus. Das Verfahren liefert hierfür gemäß:

$$-\left(\frac{\partial W}{\partial n}\right)_P = -\left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_0 - \zeta \left(\frac{\partial \gamma}{\partial n}\right)_0 - \left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_P$$

und

$$\frac{\partial \gamma}{\partial n} = -\frac{2\gamma}{a},$$

unter a den mittleren Kugelradius der Erde verstanden, bei Vernachlässigung von Größen der Ordnung des Quadrates der Abplattung α die beiden Gleichungen:

$$(g - \gamma) - (g - \gamma') + \zeta \frac{\partial \gamma}{\partial n} = 0 \quad \dots \dots \dots (4a)$$

oder:

$$(g - \gamma) + \frac{2T}{a} + \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \dots \dots \dots (4b)$$

Die Größe $\zeta \frac{\partial \gamma}{\partial n}$ nennt man den Term von Bruns. Da in den Punkten der Erdkruste $4\pi f\rho < \alpha^2$ ist, kann man mit derselben Genauigkeit in allen Punkten des Geoids die Laplacesche Gleichung $\Delta T = 0$ als erfüllt ansehen und daher als partikuläre Lösung der Differentialgleichung (4b) eine harmonische Funktion ansetzen, die je nach Wahl von U im Unendlichen von bestimmter Ordnung $1/r^n$ verschwindet.

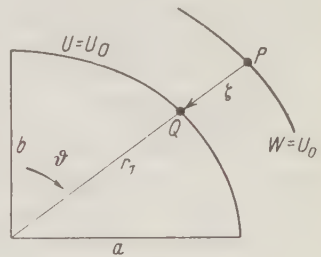


Fig. 1

Im folgenden wird das Brunssche Niveausphäroid verwendet, das innerhalb der vorausgesetzten Genauigkeitsgrenze mit einem Rotationsellipsoid identifiziert werden darf. Ist b sein Polarradius, so gilt unter Hinweis auf Fig. 1:

$$\begin{aligned} r_1 &= b(1 + \alpha \sin^2 \vartheta), \\ r &= r_1 - \zeta. \end{aligned}$$

Am Geoid $W = U_0$ ist bei Entwicklung nach Kugelfunktionen:

$$U_P = \frac{Y_0}{r} + \frac{Y_2}{r^3} + \frac{\omega^2}{2} r^2 \sin^2 \vartheta,$$

$$T_P = \sum_{n=3}^{\infty} \frac{Y_n}{r^{n+1}}.$$

Für die theoretische Schwerebeschleunigung findet man:

$$\gamma_Q = \gamma = \frac{Y_0}{r_1^2} + \frac{3 Y_2}{r_1^4} - \omega^2 r_1 \sin^2 \vartheta$$

$$\gamma_P = \gamma' = \frac{Y_0}{(r_1 - \zeta)^2} + \frac{3 Y_2}{(r_1 - \zeta)^4} - \omega^2 (r_1 - \zeta) \sin^2 \vartheta.$$

Auf der Kugel $r = b$ läßt sich somit bei Vernachlässigung von α^2 entwickeln:

$$\gamma = \frac{Y_0}{b^2} (1 - 2\alpha \sin^2 \vartheta) + \frac{3 Y_2}{b^4} (1 - 4\alpha \sin^2 \vartheta) - \omega^2 b \sin^2 \vartheta = f(\cos^2 \vartheta) = Y'_0 + Y'_2,$$

während für γ' gilt:

$$\begin{aligned} \gamma' &= \frac{Y_0}{r_1^2} \left(1 + 2 \frac{\zeta}{r_1}\right) + \frac{3 Y_2}{r_1^4} \left(1 + 4 \frac{\zeta}{r_1}\right) - \omega^2 r_1 \sin^2 \vartheta \\ &= Y'_0 + Y'_2 + \frac{2 Y_0}{r_1^3} \zeta + \frac{12 Y_2}{r_1^5} \zeta = Y'_0 + Y'_2 + \sum_{n=3}^{\infty} Y'_n. \end{aligned}$$

Da nämlich $\zeta = \zeta(\vartheta, q)$ als Funktion von T durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen von der dritten Ordnung aufwärts darstellbar ist, liefert das erste

Zusatzglied, der Term von Bruns, die rechtsstehende Reihe $\sum_{n=3}^{\infty} Y'_n$, wenn man das zweite Zusatzglied, das nur mehr eine maximale Undulation von 8 m erzeugt, außer acht läßt.

Führt man schließlich auch in die Restfunktion die Längeneinheit b ein, so läßt sich darstellen:

$$\begin{aligned} \frac{T}{b} &= \sum_{n=3}^{\infty} Y_n \cdot \left(\frac{b}{r}\right)^{n+1}, \\ \frac{\partial T}{\partial r} &= - \sum_{n=3}^{\infty} (n+1) Y_n \cdot \left(\frac{b}{r}\right)^{n+2}, \end{aligned}$$

worin man erfahrungsgemäß wegen der Kleinheit der Koeffizienten $(b/r) = 1$ setzen darf, so daß nahe:

$$\left. \begin{aligned} \frac{T}{b} &= \sum_{n=3}^{\infty} Y_n, \\ (g - \gamma') &= \sum_{n=3}^{\infty} (n+1) Y_n \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

resultiert. Die Relation (4a) liefert jetzt für die scheinbare Schwerestörung die Entwicklung:

$$(g - \gamma) = \sum_{n=3}^{\infty} (n+1) Y_n + \sum_{n=3}^{\infty} Y'_n = \sum_{n=3}^{\infty} Y''_n$$

und schließlich:

$$g = Y'_0 + Y'_2 + \sum_{n=3}^{\infty} Y''_n \dots \dots \dots (6)$$

Da nach einem bekannten Satze jede Funktion unter gewissen, hier sicher erfüllten Voraussetzungen nur in einer Weise nach Kugelfunktionen entwickelbar ist, muß (6) mit der Ackerlschen Entwicklung des gegebenen Schwerfeldes identisch sein. Man hat somit:

$$g - \gamma = \sum_{n=3}^{\infty} Y''_n$$

und gemäß (4b) und (5)

$$\sum_{n=3}^{\infty} Y''_n + 2 \sum_{n=3}^{\infty} Y_n - \sum_{n=3}^{\infty} (n+1) Y_n = 0 \quad \text{oder} \quad Y''_n = (n-1) Y_n.$$

Läßt man in der Folge den oberen Index der Kugelfunktion weg, so ergibt sich das auf Ackerls Entwicklung anwendbare Formelsystem:

$$\left. \begin{aligned} g - \gamma &= \sum_{n=3}^{\infty} Y_n; & \frac{T}{b} &= \sum_{n=3}^{\infty} \frac{Y_n}{n-1} \\ g - \gamma' &= \sum_{n=3}^{\infty} \frac{n+1}{n-1} Y_n; & \zeta &= -\frac{b}{\gamma} \cdot \sum_{n=3}^{\infty} \frac{Y_n}{n-1} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Die Gleichung (4a) kann als wünschenswerte Kontrolle verwendet werden. Bei gegebener Entwicklung (6) muß sie innerhalb der Rechengenauigkeit streng erfüllt sein.

Ackerl hat versehentlich das Theorem von Bruns mit entgegengesetztem Vorzeichen verwendet, was eine Umkehrung der von ihm berechneten Undulationen sowie eine Neuberechnung der wahren Schwerkraftstörungen nötig macht. Hierdurch erklärt sich im wesentlichen der von Schwinner betonte Austausch von Hebung und Senkung bei den Geoiden von Ackerl und Hirvonen. Andererseits aber bleibt das starke Mißverhältnis in der Größenordnung der Undulationen nach wie vor bestehen. Zu seiner Erklärung sind hier sicherlich teilweise die Mängel des Beobachtungsmaterials, das gegenwärtig leider noch fast ausschließlich auf die Kulturgebiete beschränkt ist, die Linienführung Ackerls auf den Weltmeeren und besonders der stark hypothetische Charakter der Entwicklung auf der Südhalbkugel in Betracht zu ziehen. Auch das Auftreten einer Kugelfunktion erster Ordnung bedarf noch einer eingehenden Diskussion. Aber der Hauptsache nach liegt der Fehler hier bei Hirvonnens Geoid. Denn wie

immer die Antwort auf die Frage nach der Isostasie ausfallen mag, die Hopfnersche Theorie, die streng auf dem Potentialbegriff aufgebaut ist, bleibt davon gänzlich unberührt. Selbst wenn sich auf Grund eines viel besser verteilten Beobachtungsmaterials einmal herausstellen sollte, daß die Genauigkeit der Theorie zur sicheren Erfassung der Undulationen nicht mehr ausreicht, so wäre dies keineswegs als negatives Ergebnis zu werten, sondern auch dann der einzige einwandfreie Nachweis der Größenordnung des Unterschiedes zwischen Geoid und Niveausphäroid. Denn alle anderweitigen Versuche zur Berechnung des Geoids scheitern — abgesehen von den rein synthetischen Verfahren — schon daran, daß sie Vorstellungen über die Massenordnung im Erdinnern fälschlich schon der Reduktion der beobachteten Schwerewerte auf das Meeresniveau zugrunde legen.

Für die Theorie Hopfners ist die Kenntnis der tatsächlichen Randwerte am Geoid selbstverständliche Voraussetzung. Solange wir den Gradienten $\partial g, \partial n$ in der Erdkruste nicht kennen, können wir uns diese Randwerte nur durch das Reduktionsverfahren von Prey verschaffen:

$$g = g' + \frac{2g'h}{r} - (b + b').$$

Hierin bedeuten g und g' die reduzierte und beobachtete Schwere, h die Seehöhe, $2g/r$ den negativen Gradienten der theoretischen Schwere und b bzw. b' die Wirkung der über dem Geoid liegenden Massen auf die beiden in Betracht kommenden Punkte. Wie Hopfner mehrfach betont hat, reduzieren hingegen alle isostatischen Verfahren, zu denen auch die Freiluftformel gehört, tief unter das Geoid. Der Rechnung Hirvonens liegen nach Faye reduzierte Schwerewerte zugrunde und es soll daher hier eine Abschätzung der Reduktionstiefe der Freiluftformel im Anschluß an die unten zitierte Arbeit Hopfners*) vorgenommen werden. Da empirisch die doppelte Bouguersche Reduktion $2b \sim b + b'$ nahe $\frac{2}{3}$ des Terms $|\partial g / \partial n| \cdot h$ beträgt, andererseits wegen $4\pi f\rho < \alpha^2$ in den Punkten des Geoids

$$g = g' - \frac{\partial g}{\partial n} h$$

gesetzt werden darf, so gibt der Vergleich mit der Preyschen Formel

$$g = g' - \frac{\partial g}{\partial n} h + \frac{2}{3} \frac{\partial g}{\partial n} \cdot h$$

die Beziehung:

$$\frac{\partial g}{\partial n} \sim \frac{1}{3} \frac{\partial g}{\partial n},$$

*) F. Hopfner: Über einige aktuelle Fragen der physikalischen Geodäsie II. Gerlands Beitr. 41, 181–184 (1934).

was besagt, daß die Freiluftformel ungefähr um die doppelte Seehöhe unter das Geoid reduziert. Der tiefere Grund für die größeren Undulationen bei Ackerl ist demnach darin zu suchen, daß sich die Schwerestörungen bei der einzig richtigen Reduktion nach Prey im allgemeinen absolut größer ergeben als bei jeder anderen Reduktion.

Bei der Deutung der Ergebnisse verursacht die größte Schwierigkeit das Auftreten von Geoidsenkungen unter den Kontinenten. Streng potentialtheoretisch ist natürlich infolge der Vieldeutigkeit des Umkehrproblems ein Rückschluß auf die Anordnung der Massen in der Erdkruste aus dem Schwerfeld nicht möglich. Aber dies bedeutet noch lange nicht eine summarische Verurteilung des Versuches, gewisse Erscheinungen des Schwerfeldes nachträglich nach isostatischen Gesichtspunkten zu deuten. Doch reicht die Lehre von der Isostasie keineswegs zur Erklärung von Geoidsenkungen unter den Kontinenten aus. Denn die Kontinentalmasse erzeugt zwangsläufig eine positive Restfunktion T' , die erst durch einen, natürlich ganz undenkbaren, spiegelbildgleichen Massendefekt im Erdinnern zum Verschwinden gebracht werden könnte, während isostatische Kompensation wohl eine Verringerung des Wertes von T , niemals aber eine Umkehrung des Vorzeichens bewirken kann*). Mit anderen Worten: Isostatische Kompensation zieht lediglich eine Verflachung der Geoidhebung nach sich. Dieser Sachverhalt zwingt zu einer Revision unseres Begriffes „Massenunregelmäßigkeit“. Er hat eben nur relativ zum gewählten Niveausphäroid einen bestimmten Sinn, darf aber nicht stillschweigend auf die Erscheinungen der Erdkruste beschränkt werden. Man erkennt dies schon daraus, daß im Brunsschen Niveausphäroid die Trägheitsmomente des tatsächlichen Erdkörpers vorweggenommenen sind. Die Restfunktion T der Theorie dürfte somit die Differenz des Einflusses der Trägheitsmomente und der sichtbaren und unsichtbaren Massenunregelmäßigkeiten zum Ausdruck bringen. Es bleibt weiterer Untersuchung vorbehalten, die Größe dieses Effektes abzuschätzen.

*) Vergleiche hierzu die wichtigen synthetischen Untersuchungen K. Maders, zuletzt in „Berechnung von Geoidhebungen in den Alpen“. Gerlands Beitr. 41, 56—85 (1934).

Auto-Radio als Hilfsmittel geologischer Kartierung

Von Ernst Cloos, The Johns Hopkins University Baltimore Md. — (Mit 1 Abbildung)

Systematische Beobachtungen der geographischen Verbreitung der Empfangsstörungen eines Automobil-Radioempfängers beweisen, daß der Empfang gewisser Stationen durch geologische Untergrundverhältnisse stark gestört werden kann. Über steilen Verwerfungen und Gesteinsgrenzen bleibt der Empfang oft aus. Eine Vermessung solcher Gebiete ergibt wertvolle Hinweise für die Auffindung geologischer Strukturen einerseits und hilft bei der günstigen Aufstellung von Empfangsgeräten andererseits. Kleine Änderungen an einem gewöhnlichen Automobil-Radio sind ausreichend zur qualitativen und quantitativen Bestimmung der Störungen. — 1. Einleitung. 2. Apparatur. 3. Methode; a) Beobachtungsweise; b) Störungen; c) Reaktion verschiedener Stationen; d) Störungsursachen; Technische Anlagen, stationäre, bewegte; Senderschwankungen; Natürliche Störungsquellen, kosmische, topographische. 4. Resultate: Die geologische Komponente; Der Fallwinkel. 5. Beispiele: Riderwood-Verwerfung; Die Grenzen zwischen Quarzit und Gneis, Marmor und Gneis, usw.; Gabbro-Kontakte; Große Verwerfungen und Verwerfungszonen; Feldstärkenmessungen. 6. Ausblick und Programm: Apparatur; Methode; Physikalische Betrachtungen. 7. Schluß.

Einleitung. Zufällige Beobachtungen der Empfangsstörungen eines Automobil-Radioempfängers haben zu einer Reihe von Experimenten geführt, welche für Geologen und Geophysiker wertvoll sein dürften. Die Versuche sind außerordentlich einfach und wurden zunächst in Gebieten mit bekannter Struktur ausgeführt. Beobachtungen in Wyoming bestätigten die Schlüsse, welche auf Grund lokaler Verhältnisse in der unmittelbaren Umgebung von Baltimore gezogen wurden. Physikalische und technische Betrachtungen sollen hier noch nicht angestellt werden. Beobachtete Tatsachen sind vorangestellt. Eine Versuchsreihe mit dem Ziel der Vervollkommnung der Methode und Apparatur sind im Gange.

Über die Einzelheiten der Methode sowie die Resultate der ersten Untersuchungen wurde an anderer Stelle berichtet¹⁾. Hier soll zur Erleichterung des Verständnisses nur ein kurzer Überblick gegeben werden.

Die Apparatur. Die verwandte Apparatur besteht aus einem Automobil-Radioempfänger, Majestic, Modell 1933, mit Verstärker für größere Entfernungen. Letzterer kann ein- oder ausgeschaltet werden. Er ist außerordentlich wertvoll zur Nachprüfung zweifelhafter Punkte und der Stationsintensität.

Das Automobil, in welchem das Gerät eingebaut wurde, ist ein Nash Coupé, Modell 1960, 1932. Die Antenne ist im Dach eingebaut. Alle Drähte und Kontakte wurden gegen Motor und sonstige Störungen abgeschirmt. Keine der Versuchsanordnungen wurde geändert, um eine etwaige Konstantenänderung zu vermeiden. Unter normalen Verhältnissen war der Empfang mit oder ohne laufendem Motor fehlerfrei und ohne Nebengeräusche. Die ständige sorgfältige Überwachung sämtlicher Teile ist äußerst wichtig zur Vermeidung zweifelhafter und unkontrollierbarer Einflüsse auf die Messungen.

Die folgenden in Baltimore vorhandenen Stationen wurden verwendet:

WCAO	(600 km	250 W)	[500 W] ²⁾
WBAL	(1060 „	10000 W)	[10000 W]
WFBR	(1270 „	500 W)	[500]
WCBM	(1370 „	250 W)	[250 W]

Die Methode. Beobachtungsweise. Der Versuchswagen wird entlang einem zu vermessenden Profil gefahren und der Lautsprecher auf größte Lautstärke eingestellt. Der Verstärker bleibt ausgeschaltet bis Störungen auftreten. Jede Art Unregelmäßigkeit im Empfang muß beachtet werden. Geräusche irgendwelcher Art sowie das völlige Ausbleiben der Bezugsstation werden für jeden Fall geprüft.

Beim Auftreten irgendwelcher Störungen wird versucht, die Station von neuem einzustellen, so daß der Empfang wieder fehlerfrei ist. Dies kann mit Hilfe der Rückkopplung, der Wellenlänge oder des Verstärkers erreicht werden. Gelingt die Neueinstellung, so wird die Lokalität zunächst als ungestört angesehen.

Nur wenn die Station völlig ausbleibt und auf keine Weise zu erreichen ist, wird der Punkt als „toter Punkt“ oder Störungspunkt vermerkt. Häufiges Hin- und Herfahren ergibt die Breite der gestörten Zone. Ein- und Ausschalten des Verstärkers ergibt die Größenordnung ihrer Stärke. Genaue Eintragung in eine topographische Karte und Angabe der Geländeverhältnisse, Vegetation, etwaige technische Kunstbauten und dergleichen vervollständigen die Beobachtung. Dieselbe Beobachtung muß oftmals wiederholt werden, möglichst an mehreren Tagen hintereinander und zu verschiedenen Tageszeiten, ferner während mehrerer Monate des Jahres sowie mehrmals des Nachts. Andere Sender sind einzustellen und ihr Verhalten mit dem des Bezugssenders zu vergleichen. Erst wenn eine solche Beobachtungsreihe vorliegt und die Station immer wieder an dieser Stelle gestört erscheint, kann ein solcher Punkt als „tot“ in bezug auf eine bestimmte Station angesehen werden.

Der nächste und wichtigste Schritt ist die Ermittlung der Störungsursachen.

Störungen im Radioempfang sind ungemein häufig. Gelegentlich ist es schwer, die Ursachen zu ermitteln und zu beseitigen. Ein gut eingestellter und abgeschirmter Auto-Empfänger sollte störungsfrei sein. Selbst unter Straßenbahn-oberleitungen sollte der Empfang vollkommen klar und fehlerfrei bleiben²⁾.

Gelegentlich treten jedoch Geräusche auf, oder die eingestellte Station verschwindet vollständig. Fährt man weiter, so kehrt jedoch der Sender in kurzer Zeit wieder, und der Empfang ist ebenso klar und einwandfrei wie zuvor. Bei wiederholtem Passieren der Stelle findet sich häufig, daß die Störungsquelle eine lokale sein muß. Damit ist aber bereits eine große Anzahl der möglichen Störungsursachen ausgeschaltet.

Reaktion verschiedener Stationen. Nicht alle Sender erscheinen an einem bestimmten Punkte gestört. Während in dem vorliegenden Falle die Station WCAO verschwand, waren die drei anderen Baltimoresender unverändert klar

und ohne Nebengeräusche. Da diese Sender größere Wellenlängen und Stärke haben, ist anzunehmen, daß entweder die Wellenlänge oder die Stärke von WCAO Störungen günstig ist. Es wurde jedoch beobachtet, daß auch dieser Sender in der Nähe störungsfrei war. Die günstigste Entfernung für Beobachtungen ist jenseits der 8- bis 10-km-Grenze. Andere, stärkere Stationen jedoch sind bei größerer Entfernung ebenfalls gestört. Es scheint demnach eine enge Beziehung zwischen der Feldstärke und Störungsmöglichkeit zu bestehen. Dies würde bedeuten, daß um jede Station eine ringförmige Zone besteht, in welcher Beobachtungen möglich sind. Eine Reihe von Unregelmäßigkeiten in den Messungen, sowie das Fehlen von Anzeichen an manchen Stellen würde hierdurch leicht erklärt werden können. Eine günstige Entfernung von einem Bezugssender scheint notwendig zu sein, wo diese nicht vorhanden ist, sind Resultate nicht zu erwarten.

Störungsursachen. Als Ursachen für Störungen des Radioempfanges kommen im wesentlichen die folgenden Möglichkeiten in Frage:

1. Stationäre technische Anlagen wie Telephonkabel oder Drähte, Kraftleitungen, Eisenbahnstrecken mit Zubehör, Straßenbahnoberleitungen. Brücken, Unterführungen, Motoren, Kraftwerke, Transformatoren, Maschinen usw.
2. Bewegte technische Anlagen wie Automobile, Straßenbahnen, Eisenbahnzüge usw.
3. Schwankungen der Sendestation.
4. Natürliche Ursachen: Kosmische Erscheinungen, magnetische Stürme, Sonnenfleckenperioden, Luftelektrizität usw.; topographische Unregelmäßigkeiten wie Berghänge, tief eingeschnittene Täler usw.⁴⁾.

Die Liste ist nicht erschöpfend und schließt nur die eventuellen Störungsursachen ein, welche im Zusammenhange mit den vorliegenden Beobachtungen in Frage kommen.

Eine der wichtigsten Feststellungen ist die Beschränkung der gestörten Punkte auf scharf ausgeprägte Zonen und deren Unabhängigkeit vom Zeitpunkt der Beobachtung.

Hierdurch werden alle bewegten Störungsursachen ausgeschieden. Kosmische Störungen beeinflussen alle Messungen an allen Punkten gleichzeitig, z. B. alle Messungen eines Tages oder einer Stunde. Sie können aber schwerlich lokal begrenzte tote Zonen oder Punkte hervorrufen. Die Schwankungen des Senders sind durch häufige Wiederholung sowie die lokale Beschränkung der Messungen hinreichend ausgeschieden, es bleiben demnach nur noch lokale Störungsquellen.

Störungen durch Hohlwege, tiefe Täler oder Berghänge können durch günstige Wahl der Beobachtungslinien vermieden werden. Technische Anlagen sind die wichtigsten Störungsquellen und sind an jeder Stelle sorgfältig zu prüfen. Dafür kommen parallele Beobachtungen, Absuchen des Geländes, Nachfragen in der Umgebung und dergleichen in Frage. Ist man sicher, daß solche Einflüsse ausgeschieden sind, so bleibt m. E. nur noch die Möglichkeit, gewisse Störungen des Untergrundes zur Erklärung heranzuziehen.

Resultate. Die geologische Komponente. Die Vermessung der unmittelbaren Umgebung von Baltimore mit Station WCAO als Bezugssender (s. Fig. 1) zeigt die außerordentlich enge Beziehung zwischen der Verteilung der toten Punkte und der Struktur des Untergrundes. Von 46 solchen Punkten liegen 17 über einer Verwerfungszone und 21 über wichtigen Gesteinsgrenzen. Acht Punkte scheinen unregelmäßig verstreut. Zwei dieser Lokalitäten geben wahrscheinlich die nördliche Verlängerung der Riderwood-Verwerfung an. Eine Lokalität nordöstlich Towson liegt über einem Gabbrogange (mündliche Mitteilung von E. B. Mathews). Die übrigen fünf können zum Teil auf basische Einschlüsse innerhalb der Gneisserie oder auf kleinere Verwerfungen innerhalb der Schieferserie bezogen werden. Da die Aufschlüsse des Gebietes viel zu wünschen übrig lassen, ist eine genauere Beziehung für diese Punkte nicht festzustellen.

Die Tatsache aber, daß die große Mehrzahl der Störungen auf geologisch wichtige Grenzen beschränkt bleibt, scheint mir das Vorhandensein der geologischen Störungskomponente zu beweisen.

Der Fallwinkel. Interessant ist die augenscheinliche Beziehung zwischen den Fallwinkeln der geologischen Grenzen (Verwerfung oder Kontakt) und der Störungsintensität.

Je steiler das Fallen, je deutlicher die Störung. Flache Grenzflächen sind störungsfrei.

Diese Beziehung ist zwischen Towson und Glenarm beispielsweise festzustellen. Das Fallen der Setters-Formation und ihrer Grenzen ist flach (30 bis 35°) bei Towson, Störungen fehlen. Nach Nordosten fortschreitend nimmt der Fallwinkel bis auf 90° und überkippte Stellung zu. Die Störungen summieren sich in derselben Weise. Flach fallende Kontakte sind ebenfalls störungsfrei.

Es ist zu hoffen, daß weitere Beobachtungen diese Resultate ergänzen. Es wäre hierdurch eine ungefähre Angabe der Fallwinkel gewisser Störungen möglich. Die praktische Anwendung dieser Beobachtungen liegt auf der Hand.

Beispiele. Die Riderwood-Verwerfung. Die Westgrenze der Towson-Antiklinale (Fig. 1) ist eine N--S-Verwerfung, an welcher der Baltimore-Gneis mit Marmoren, Schiefen und Gabbro in Berührung tritt. Im Gelände erscheint die Verwerfung in zwei Stufen. Der Abbruch ist überaus deutlich. Die Anhäufung der Störungen in dieser Zone ist einesteils auf die Verwerfungen und andererseits auf die Lage der Straßen und Wege in bezug auf die Verwerfung zurückzuführen. Nördlich und südlich der Punktanhäufung gibt es nur wenige fahrbare Wege, und wo immer Beobachtungen möglich waren, wurden Störungen festgestellt. Der physikalische Unterschied der Gesteine ist am ausgeprägtesten dort, wo auch die Störungspunkte sich häufen. Weiter im Norden und Süden treten die gleichen Gesteine beiderseits der Verwerfung auf, so daß Störungen von diesem Ausmaße nicht zu erwarten sind.

Gesteinsgrenzen. Die Grenzen zwischen Quarzit und Gneis einerseits und Quarzit und Marmor andererseits sind ebenfalls Störungsquellen. Die Grenzen

sind scharf und beherrschen die Strukturen. Als Grenzflächen sind sie den Verwerfungen durchaus ebenbürtig. Ihr Einfluß auf den Radioempfang geht aus der Fig. 1 klar hervor.

Gabbro-Nebengesteinskontakte ergeben ebenfalls deutliche Anzeichen. Eine Vermessung gewisser Teile des Gabbro-Gebietes westlich von Baltimore zeigt diese Beziehung aufs deutlichste. Eine systematische Vermessung dieses Gebietes in bezug auf Station WCAO soll später beschrieben werden.

Großverwerfungen zeigen die gleiche Gesetzmäßigkeiten wie kleine. Die Sprunghöhe der Riderwood-Verwerfung ist verhältnismäßig klein, die Anzeichen sind trotzdem stark. Die Verwerfung zwischen der Trias und den Appalachen in



Fig. 1. Karte des vermessenen Gebietes nördlich von Baltimore Md.
(Geologie nach: Map of Baltimore County and Baltimore city showing the geological formations. Maryland Geol. Survey, 1925.)

Maryland oder zwischen der Kreide und dem Präcambrum in Wyoming ergeben Störungen weit größeren Ausmaßes. Eine Beobachtungsreihe innerhalb der Verwerfungszonen, welche die großen Upliftgebiete in NW-Wyoming begrenzen, ergab empfangslose Gebiete in derselben Weise. Die großen Sender in San Franzisko, Hollywood, Chikago, Minneapolis u. a. können innerhalb der Verwerfungszonen mit der beschriebenen Apparatur nicht empfangen werden. Mit wachsender Entfernung vom Gebirgsrand nimmt die Empfangsqualität zu. Auf den präcambrischen Gebirgshöhen und in den Tiefländern ist sie normal. Technische Störungsquellen kommen in diesen Gebieten dünnster Besiedelung nicht in Frage.

Feldstärkenmessungen, welche in der Literatur für gewisse Sender beschrieben wurden, lassen die Beziehung zwischen Untergrund und Feldstärke deutlich erscheinen^{5) 6) 7) 8)}.

In solchen Darstellungen zeigen die Linien gleicher Feldstärke Ausbuchtungen oder Verzerrungen, welche Flußläufen folgen, Gesteinsgrenzen andeuten oder in anderer Weise die Untergrundverhältnisse deutlich machen.

Von besonderem Interesse ist eine Beobachtungsreihe, welche von Kirby und Norton ausgeführt wurde⁸⁾. Die Bezugsstationen sind: WJZ und WWU in New Brunswick, WFI in Philadelphia, WWV, WRC, WMAL und WJSV in Washington, D. C., KDKA bei Pittsburg, WWO, WHK, WTAM in Cleveland, WGN, WBBM, KYX, WMAQ und KDA in Chicago. Die Empfangsintensität wurde in bezug zur Stationsentfernung in Kurven dargestellt. Die Kurven zeigen Knickpunkte an ganz bestimmten Stellen, welche übereinander liegen. Vergleicht man nun diese Entfernungen der Knickpunkte mit einer geologischen Karte, so zeigt sich, daß die Grenze zwischen dem Kristallin der Piedmont-Region und den Sedimenten der überlagernden Kreide, sowie die Grenze zwischen den Appalachen und der Trias möglicherweise Einfluß auf den Verlauf der Kurve hat.

Trotz dieser wenigen Beziehungen, welche sich aus Feldstärkenmessungen ergeben, sind nur sehr detaillierte Aufnahmen zu verwenden. Aus der Natur der kleinen Störungen ergibt es sich, daß jedes laufende Meter einer Profilinie vermessen werden muß, wenn man solche kleinen Schwankungen und Sprünge finden will.

Ausblick und Programm. Die vorliegenden Beobachtungen sind roh und in vieler Hinsicht sehr unvollkommen. Ihre Einfachheit andererseits ermöglicht vielfache Anwendung. Verbesserungen der Apparatur und Methode nach allen Richtungen hin sind sehr wünschenswert. Absichtlich ist die anfängliche Versuchsanordnung beibehalten worden. Im folgenden sollen einige Punkte, an welchen weitere Arbeiten besonders notwendig erscheinen, aufgeführt werden.

Apparatur. Ein gewöhnlicher Auto-Radioempfänger ist für erste Versuche geeignet, sollte aber für feinere Messungen wesentlich vervollkommenet werden. Visuelle Beobachtungen mittels Millivoltmeter, wenn möglich mit Selbstregistrierung, sind notwendig. Eine Intensitätsskala ist von großem Vorteil zum Vergleich schwächerer Störungen, welche hier noch der Sicherheit halber vernachlässigt wurden. Versuche mit größeren Antennen und besserer Erdung durch nachschleifenden Draht oder Eisenpfähle verändern die Resultate, wenn auch nur wenig.

Verschiedene Empfängertypen sind anzuwenden. Eine tragbare Apparatur für unwegsames Gelände dürfte oft mit Vorteil anwendbar sein.

Methode. Die Methode kann durch Systematisierung und Vereinfachung sehr gewinnen. Die Ausscheidung der Störungsquellen bedarf erheblicher Vervollkommnung. Absuchen von gewissen Gebieten nach solchen Störungen und statistische Erhebungen über ihre Häufigkeit sind dringend erforderlich. Einfachere Regeln zur Vermeidung von Störungen sollten durch längere Beobachtungsreihen auffindbar sein.

Physikalische Betrachtungen. Was ist die geologische Komponente? Die Lösung dieser Frage ist wohl die interessanteste Aufgabe und wird wohl von Physikern und Radiofachleuten beantwortet werden müssen. Beobachtungen der magnetischen und elektrischen Störungen in der Nähe von Verwerfungen und Gesteinsgrenzen, im Zusammenhang mit Radioempfangsmessungen, könnten die Antwort geben.

Schluß. Die Ergebnisse der vorstehenden Untersuchungen erscheinen mir interessant genug, sie trotz der großen Unvollkommenheiten schon jetzt mitzuteilen. Weitere Untersuchungen sind im Gange. Hierüber wird später berichtet werden.

Meines Erachtens ist das Vorhandensein einer geologischen Komponente erwiesen. Ihr Wesen bedarf der Klärung, ihre Existenz steht außer Frage. Die Anwendbarkeit der Beobachtungen auf praktische Fragen im Rahmen anderer geophysikalischer Messungen liegt auf der Hand und wird nach Vervollkommnung von Apparatur und Methode keine großen Schwierigkeiten bereiten und vielleicht gute Resultate liefern.

In der Literatur ist eine Beziehung zwischen Radioempfang und Untergrund ganz allgemein erwähnt worden, die direkte Abhängigkeit von geologischen Strukturen scheint nicht bekannt zu sein. Eine Auswahl von Arbeiten, welche das Problem streifen, ist im folgenden zusammengestellt.

Literatur und Anmerkungen

¹⁾ Ernst Cloos: Auto Radio — an aid in geologic mapping. American J. of Science 1934 (im Druck).

²⁾ Während der Niederschrift des Manuskriptes sind die Sendestärken geändert worden. Es gelten jetzt die Zahlen in eckigen Klammern. Eine vorläufige Überprüfung der Ergebnisse zeigt jedoch, daß die Resultate sich nicht wesentlich geändert haben.

³⁾ Leslie F. Curtis: Interference in motor car receivers. Proc. Inst. Radio Eng. v. 20, No. 4 (1932).

⁴⁾ R. K. Potter und H. T. Friis, Some effects of topography and ground on short wave reception. Proc. I. R. E., v. 20, No. 4 (1932).

⁵⁾ C. M. Jansky, Jr.: Some studies of radio broadcast coverage in the Middle West Proc. I. R. E., v. 16., No. 10 (1928).

⁶⁾ Knox McIlwain and W. S. Thompson: A radio field strength survey of Philadelphia. Proc. I. R. E., v. 16 (1928).

⁷⁾ Loyd Espenshied: Radio broadcast coverage of city areas. J. A. I. E. E., No. 1 (Januar 1927).

⁸⁾ S. S. Kirby and K. A. Norton: Field intensity measurements at Frequencies from 285 to 5400 Kilocycles per second. Proc. I. R. E., v. 20, No. 5 (1932).

Nicht im Text erwähnte Arbeiten:

V. Fritsch: Ausbreitung elektromagnetischer Felder längs Flußläufen. Hochfreq. u. Elektroakustik 41 (1933).

M. J. O. Strutt: Zusammenfassender Bericht: Der Einfluß der Erdbodeneigenschaften auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Hochfreq. u. Elektroakustik 39, 177—185, 220—225 (1932).

Zur photographischen Registrierung von Stationsseismometern

Von O. Meißer, Jena — (Mit 8 Abbildungen)

Es wird ein Trommelregistriergerät mit Motorantrieb beschrieben und das Ergebnis einer umfassenden Prüfung mitgeteilt.

Die meisten Seismometer auf den einzelnen Stationen arbeiten wohl aus finanziellen Gründen und wegen der bequemeren Handhabung mit der Rußregistrierung*). Die Vor- und Nachteile der Ruß- bzw. photographischen Registrierung sind des öfteren bereits gegenübergestellt**). Hinsichtlich der bisher angeführten Nachteile, der Unschärfe der photographischen Kurven und der etwas höheren Unkosten, kann man jedoch bei dem heutigen technischen Stand nur sehr bedingt zustimmen. Die Forderungen für eine wesentliche Verbesserung der photographischen Registrierung sind bereits früher von Straubel***) in klarer Weise dargelegt. Unter Benutzung dieser Arbeit und unter Verwendung der bisherigen Erfahrungen, die bei photographischen Registrierungen gesammelt werden konnten, wurde ein neues Trommelregistriergerät entwickelt†). Im folgenden sollen die wesentlichen Angaben und die Ergebnisse einer eingehenden längeren Prüfung mitgeteilt werden.

Folgende Bequemlichkeits- und Genauigkeitsforderungen wurden gestellt: Die photographische Registrierung soll bei erleuchtetem Raum vor sich gehen. Außerdem soll der Lichtzeiger jederzeit visuell zu beobachten sein††), ohne daß die photographischen Aufzeichnungen unterbrochen oder erheblich geschwächt werden. Neben einer besonders scharfen Zeichnung der Kurven muß schließlich eine selbstverständliche Zeitgenauigkeit von maximal $\pm 1/10$ sec bereits bei 30 mm Papiergeschwindigkeit in der Minute erreicht werden. Diesen

*) Nach Mc Comb und West, Bull. of the National Research Council Nr. 82, 1931, „List of seismological stations of the world“ besitzen

26.4%	Stationen rußschreibende Wiechertpendel (Masse ~ 1 t),	
9.2%	„	} photographisch registrierende Seismometer nach Galitzin, Milne-Shaw, Anderson-Wood.
7.4%	„	
4.9%	„	

**) Vgl. H. P. Berlage, jr.: Seismometer, Auswertung der Diagramme, Bd. IV, S. 332 in Gutenberg: Handb. d. Geophys., Berlin 1930.

***) R. Straubel: Beleuchtungsprinzipien und Beleuchtungseinrichtungen bei photographischer Registrierung. Verh. d. I. Internat. seism. Konferenz Straßburg 1901, Beilage B, VII, S. 290—304.

†) Die konstruktive Durchführung und der Bau wurden in dankenswerter Weise von der Firma C. Zeiss, Jena, durchgeführt.

††) Eine Forderung, die selbst bei den neuesten Konstruktionen in Amerika nicht berücksichtigt wird. Z. B. W. H. Reynolds: Report on the construction of a three drum seismograph-recorder National Rec. Council June 1931, Washington, S. 76—77.

Forderungen muß am Trommelregistriergerät durch die entsprechenden Teile Rechnung getragen werden, besonders bei der Ausführung des Lichtgebers und der Zylinderlinse, des Antriebes und der Papiertrommel mit Lichtschutz.

Als Lichtgeber kann man eine Einfadenlampe (3.5 Volt, 0.4 Amp. Verbrauch bei einer Fadenlänge von etwa 8 bis 10 mm) mit vorgesetzter oder aufgemalter Blende benutzen. Hierbei ist jedoch zu bedenken, daß stets Nebenlicht von der Lampenhinterwand auf den Film fällt. Vergrößert man den Film, so sind die Ränder der Kurve nicht absolut scharf und die Zeitmarken können nicht mit der äußersten Genauigkeit ausgemessen werden. Optisch richtig — wie von Straubel bereits angegeben — wird eine Linse zwischen Spalt und Lampe eingeschaltet. Eine besondere Blende beseitigt das Nebenlicht. Den Unterschied in der Bildgüte zeigt Fig. 2.

Die Vergrößerungen der aufgezeichneten Linien lassen an der Schärfe des Randes bei Fig. 2b den Vorteil einer guten Lampenoptik erkennen. Die sonst gerade bei ausreichender Beleuchtung erreichte Linienbreite betrug $\frac{1}{20}$ bis $\frac{1}{10}$ mm.

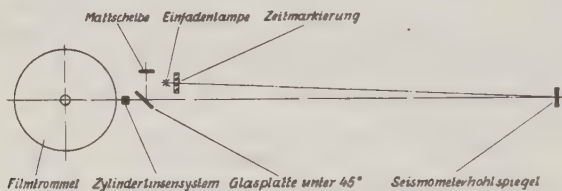


Fig 1

Schematische Darstellung eines Trommelregistriergerätes mit Lichtweg

Eine weitere wesentliche Forderung nach Bildgüte wird von der Zylinderlinse erfüllt. Die Zylinderlinse ist hinsichtlich ihrer sphärischen Aberration korrigiert und besteht aus drei Einzellinsen. Die Öffnung beträgt 4 mm, die Gesamtbrennweite 15 mm, die freie Längsöffnung 120 mm, so daß immerhin in der Filmmitte noch Amplituden von ± 60 mm aufgezeichnet werden können.

Das zur Verwendung kommende Bromsilberregistrierpapier muß sehr kontrastreich arbeitend sein. Gleichzeitig wurde ein hochempfindliches Bromsilberpapier ausprobiert. Es empfiehlt sich stets, nicht zu empfindliches Papier zu benutzen. In Fig. 3a, b sieht man zwei Probeaufnahmen. Die Lampenspannung wurde bei den einzelnen Belichtungen verändert. Gleichzeitig ist eine zweite Reihe mit einem vorgeschalteten Gelbfilter aufgenommen, um einen weiteren Empfindlichkeitsbereich des photographischen Papiers auszuschalten. Bei Verwendung einer guten Optik läßt sich durch Filter die Kurvenschärfe nicht viel verbessern. Ohne Filter kann man die Beleuchtungslampe (3.5 Volt-Einfadenlampe) weit unter ihrer Betriebsspannung mit 2.5 bis 3.0 Volt brennen, so daß die Gefahr des Durchbrennens bzw. der schnellen Zerstäubung wesentlich verringert ist.

Zum Markieren der Zeit befindet sich vor der Lampe eine Glasplatte unter einem Winkel von etwa 30° , die durch einen Magneten senkrecht zum Lichtstrahl

Fig. 2 a

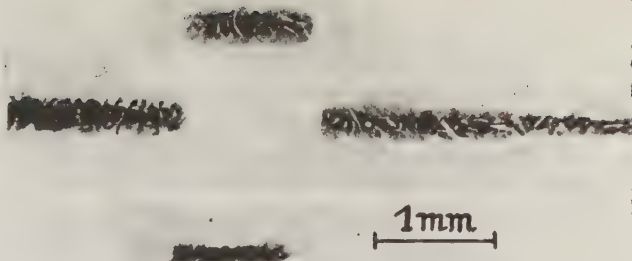


Fig. 2 b



Fig. 2. Vergrößerter Ausschnitt einer Minutenmarke. 18 mal linear vergrößert

Fig. 2 a. Lampe mit Spalt; Fig. 2 b, Lampe mit Spalt und Kondensor



Fig. 3 a



Fig. 3 b

Fig. 3. Belichtungsproben

Fig. 3 a
ohne Lampenkondensor
ohne mit
Gelbscheibe
Lampenspannung

Nr.	Volt	Nr.	Volt
1	1.7	6	2.0
2	2.0	7	2.5
3	2.5	8	3.0
4	3.0	9	3.5
5	3.5		

Fig. 3 b
mit Lampenkondensor
ohne mit
Gelbscheibe
Lampenspannung

Nr.	Volt	Nr.	Volt
1	1.9	6	2.0
2	2.2	7	2.5
3	2.5	8	3.0
4	3.0	9	3.5
5	3.5		

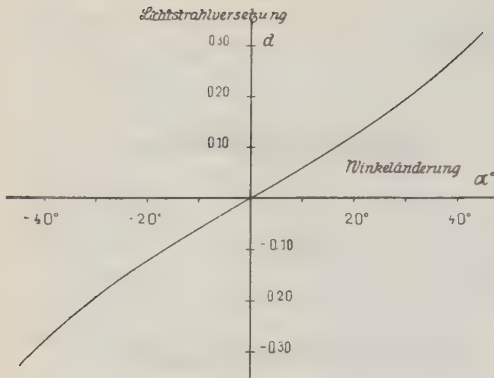


Fig. 4

Winkeländerung (α) der Glasplatte von der Dicke d gegen den Lichtstrahl und die dadurch bewirkte Versetzung des Lichtzeigers

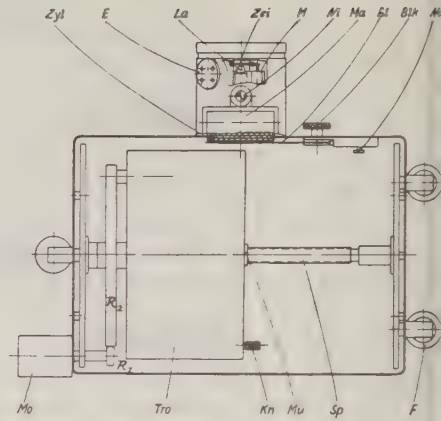


Fig. 5 a

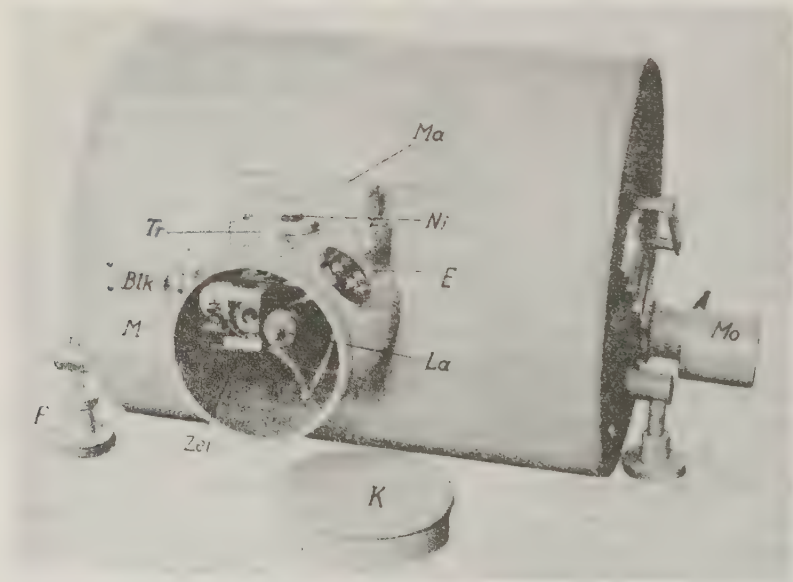


Fig. 5 b

Fig. 5. Trommelregistrierapparat im Grundriß (Fig. 5 a), in Ansicht (Fig. 5 b)

M Magnet, Ma Mattscheibe, Mo Motor, Sp Spindel, Zyl Zylinderlinsen, Blk Blendenverschuß, F Fußschraube, Ni Niveau, Bl Blende, Tro Trommel, La Lampe, Zet Zeitmarkierung, No Automatischer Lichtverschuß, E Lampenanschluß, Zeitmarkieranschluß

gestellt wird (s. Fig. 1 und 5). Durch die Winkelbewegung von etwa 30° wird der Lichtpunkt auf dem photographischen Papier (Abbildung 1:1) um den Betrag von $\frac{1}{5} \times$ Glasplattendicke versetzt (s. Fig. 4). Bei dem benutzten Apparat betrug die Glasplattenstärke etwa 3.0 mm, die Winkeldrehung war etwas größer, so daß eine Linienversetzung von (Fig. 3) 1 mm entstand. Für einen Vorschub von 2.5 mm nach einer vollen Umdrehung ist diese Zeitmarkenhöhe gerade ausreichend. Auf alle Fälle ist die Versetzung der Kurve zur Zeitmarkierung einer Ausblendung des Lichtzeigers vorzuziehen. Die Abrisse sind genügend scharf. Man muß darauf achten, daß die beweglichen Teile der Zeitmarkierung hinreichend leicht gehalten sind und daß kein „Nachklappen“ stattfindet [in Fig. 2b ist das Nachklappen noch deutlich am verbreiterten Einsatz (\uparrow) der Linie zu sehen, da bei der ersten Ausführung einige Teile zu schwer gehalten waren].

Um die geforderte Zeitgenauigkeit zu erhalten, muß man den größten Wert auf einen gleichmäßigen Antrieb legen. Da für 60 sec eine relative Zeitgenauigkeit von 0.1 sec gefordert wird, muß die Tourenzahl in 1 Minute auf $1.7\frac{0}{100}$ konstant bleiben. Diese Forderung ist recht hoch. Wie bereits in der Literatur*) wurde

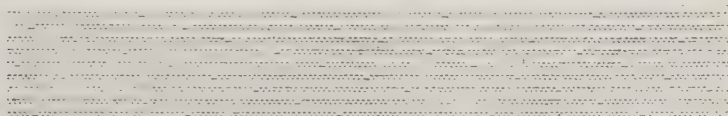


Fig. 6 Ausschnitt aus einer Registrierung mit Zeitmarken jede zweite Sekunde. 1:1

für den Antrieb ein Synchronmotor benutzt. Im Gegensatz zu anderen Apparaten diente zum Antrieb der Wechselstrom des gewöhnlichen elektrischen Netzes, da dieser 50periodische Wechselstrom bereits vom Werk aus konstant gehalten wird. Der Antrieb wird daher von einem sehr billigen kleinen Synchronmotor mit Übersetzungsgetriebe (Wattverbrauch 8 Watt) geleistet (s. Fig. 5a, b). Um einen möglichst gleichmäßigen Gang zu gewährleisten, greift der Antrieb mit einem Friktionsrad auf dem Rad der Trommel an**). Das kleine Rad R_1 muß recht genau kreisförmig sein. Damit es sich beim eventuellen gewaltsamen Drehen der Trommel nicht abschleift, ist eine automatische Kuppelung vorgesehen, die das Antriebsrad (R_1) erst bei lichtdicht geschlossener Trommel (an R_2) angreifen läßt. Der Seitentransport wird durch eine Spindel (Sp) von 5 bzw. 2.5 mm***) Steigung besorgt. Die Eingriffsmutter in die Spindel läßt sich bequem aus- bzw. einschalten (Kn). Der Seitentransport hat eine Führung auf Kugellagern. Die Regelmäßigkeit des Umlaufes hängt von der gleichmäßigen Form der Friktionsräder R_1 , R_2 und der Konstanz des von dem Elektrizitätswerke synchronisierten Wechselstromes (maximaler Fehler in der Minute ± 0.05 sec) ab. In Fig. 6 ist

*) W. H. Reynolds s. S. 259.

**) Siehe auch bei B. Galitzin: Seismometrische Studien, S. 201. Verh. der internat. Seismolog. Assoziation. Haag 1907.

***) Für 24 bzw. 48 Stunden Registrierdauer.

ein Stück Film wiedergegeben, jede zweite Sekunde wurde von dem Pendelkontakt einer Uhr die Zeitmarkierung (Zei) betätigt. Die zwischen den Minutenmarken befindlichen Zeitmarken wurden ausgemessen (beobachteter Wert). Gleichzeitig kann man jedoch auch unter der Annahme konstanter Geschwindigkeit dieselben Zeitmarken aus dem Abstand beider Minutenmarken berechnen (berechneter Wert). In Fig. 7 a, b sind die Differenzen der so beobachteten und be-

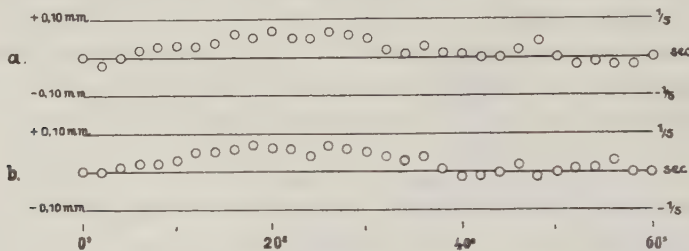


Fig. 7

Die relative Zeitgenauigkeit der interpolierten und beobachteten Zeitmarken

rechneten Längen der einzelnen Sekundenmarken in Millimetern bzw. Sekunden (60 sec ~ 30 mm) für zwei verschiedene Minuten aufgetragen. Man sieht noch einen schwachen systematischen Gang, der mit dem Getriebe zusammenhängen dürfte. Die maximale Abweichung bei der Interpolation eines Einsatzes bleibt jedoch unter $\pm \frac{1}{10}$ sec. Die an mehreren Filmen gewonnenen Ergebnisse sind [im Vergleich zu den Zahlen von J. B. Macelwane*)]:

Tabelle 1

Registrierapparat, Antrieb und Ort	Mittlere Minuten- länge	Mittlere Abweichung vom 10-Mi- nutenmittel	Maximale Abweichung vom 10-Mi- nutenmittel	Mittlere Änderung zur be- nachbarten Minute		Maximale Änderung zur be- nachbarten Minute
				innerhalb	von	
Trommelregistrierapparat, Synchronmotor, Jena . . .	29,7 mm	0,04 sec	0.06 sec	0.04 sec		0.1 sec
Nach Macelwane*): Seismometer de Quervain, Zürich	56.7 „	0.1 „	0.2 „	0.1 „		0.3 „
Galitzin-Wilip, Federwerk . .	29.7 „	0.1 mm	0.25 mm	0.15 mm		0.35 mm
		0.2 sec	0.5 sec	0.3 sec		0.7 sec
Wood-Anderson, USA.: a) „Electric Oscilator Impulse“	33.2 „	0.2 „	0.6 „	0.3 „		0.6 „
b) „Motor Drive Oscilator“ .	54.1 „	0.3 „	0.4 „	0.2 „		0.6 „
c) „Warren Electric Synchro- nous Motor Drive“	29.8 „	0.2 „	0.4 „	0.2 „		0.6 „
d) „New Henson Gravity Clock Drive“	60.0 „	0.1 „	0.3 „	0.1 „		0.3 „

*) J. B. Macelwane: The Wood-Anderson seismograph. Union Géodésique, Section Seismologie Ser. A, Nr. 7, 1932, S. 80—85.

Man kann somit sagen, daß der relativ billige Antrieb durch einen Synchronmotor (Kosten ein Zehntel von denen für ein gutes Uhrwerk) den höchsten Anforderungen gewachsen ist. Hat man zugleich mehrere Registriertrommeln gleicher Dimensionen, so würden diese bei dem Antrieb mit getrennten Synchronmotoren trotzdem synchron laufen, weil sie an demselben Wechselstromnetz liegen.

Vor der Zylinderlinse befindet sich eine Glasscheibe unter 45° , so daß man stets auf die Mattscheibe *M* (Fig. 1 und *Ma*, Fig. 5) den Lichtzeiger scharf einstellen und auch während der Registrierung beobachten kann. Eine Skala auf *M* kann zur visuellen Empfindlichkeitsbestimmung benutzt werden. Die Scharfeinstellung erfolgt durch einen Trieb (*Tr*), mit dem sich die Lampenentfernung verändern läßt. Lampe (*La*), Zylinderlinse (*Zyl*) und Zeitmarkierung (*Zei*) sind in einem gemeinsamen Vorbau angebracht. Man kann leicht ein Rohr bzw. einen Balg darüber anbringen, so daß die Dauerregistrierung bei vollem Tageslicht vor sich gehen und man stets auf der Mattscheibe ohne Unterbrechung den Lichtzeiger beobachten kann. Die Justierung der Höhe des Lichtzeigers läßt sich in beschränktem Umfang durch die Fußschrauben (*F*) vornehmen. Für alle Fälle empfiehlt es sich, ein Prisma bzw. einen Spiegel dem Seismometerspiegel gegenüber anzuordnen und mit diesem alle Justierungen auszuführen. Nebenlicht läßt sich vermeiden. Ist die Trommel bis an das Ende der Spindel gelaufen, so schließt sich selbsttätig eine Blende (*No*, *Bl*) und das Triebwerk läuft leer.

Das photographische Papier wird auf der Trommel (*Tro*) in einem Schlitz gehalten. Das andere Ende legt sich darüber und eine Glasplatte drückt es fest. Durch den Rand der Glasplatte werden zwei schmale Streifen (Breite etwa $\frac{1}{2}$ mm) ausgeblendet. Um die Längen genau einzuhalten, wird der Bogen in eine Falzlehre eingelegt und dort gefaltet. Will man die Glasplatte vermeiden, so kann man auch das überstehende Ende mit einem dicken Klebstoff befestigen. Mit dieser Methode wurden gute Erfahrungen gemacht. Freilich muß beim Abnehmen der Film zerschnitten werden, weil es nicht immer gelingt, die Klebstelle trocken wieder „abzusprenge“.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, März 1934.

Ein Horizontalseismometer für die Aufzeichnung von starken Orts- und Nahbeben

Von N. A. Critikos, Athen — (Mit 5 Abbildungen)

Zur Registrierung starker Orts- und Nahbeben eignen sich die gebräuchlichen Seismometer mit großer Masse und starker Vergrößerung nicht, da die empfindlichen Teile des Seismometers zu sehr beansprucht werden und die Schreibfedern versagen. Es sind hierfür stark gebaute und weniger empfindliche Seismometer erforderlich, die auch das Maximum der Bewegungen noch sicher aufzeichnen. Ich habe für diesen Zweck für die Sternwarte in Athen ein Instrument herstellen lassen, das sich auch

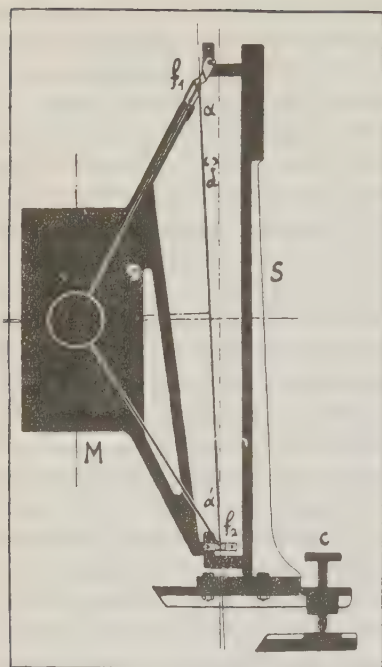


Fig. 1. Horizontalseismometer

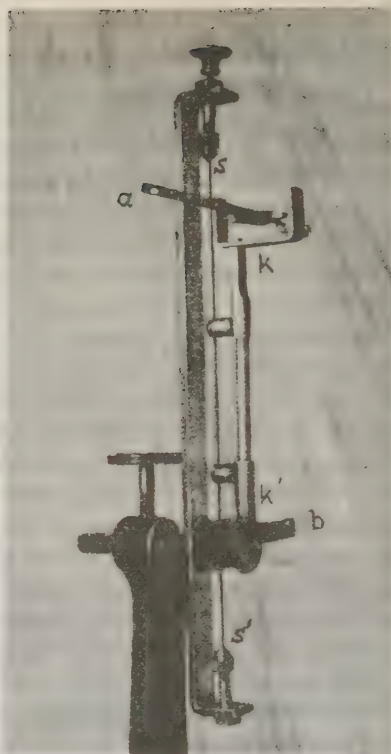


Fig. 3

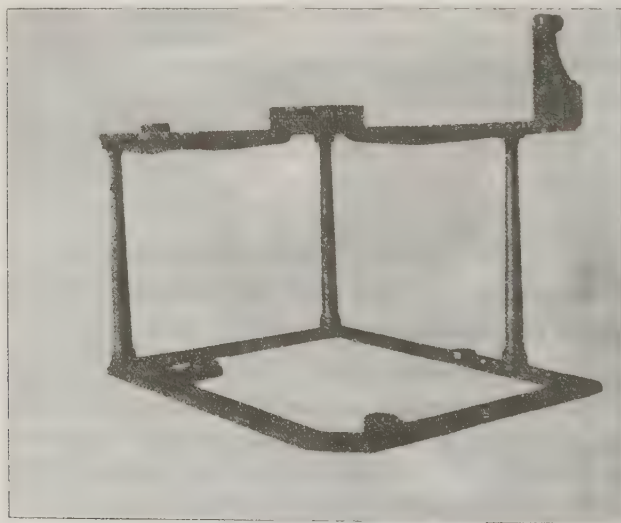


Fig. 2. Seismometerstativ

bei sehr starken Bodenbewegungen gut bewährt hat. Es waren die Bedingungen zu erfüllen: kleine Neigungsempfindlichkeit und Vergrößerung sowie große Festigkeit. Das Instrument mußte also stark gebaut sein, ein Pendel mit kurzer Eigenperiode, eine einfache Art von Dämpfung und mechanische Registrierung haben.

Nachstehend sei kurz eine Beschreibung des Instruments gegeben.

Die Pendelmasse M , ein Zylinder von 40 kg Masse, siehe Fig. 1, ist wie ein Horizontalpendel aufgehängt, und zwar an Federn, die in der Mitte dünner geschliffen sind. Beide Federn werden auf Zug beansprucht. Um elastische Nachwirkungen und Änderungen der Nullpunktlage zu vermeiden, wurde darauf geachtet, daß beide Federn in einer Ebene liegen.

Das Seismometerstativ steht mit drei Fußschrauben, die gestatten, unabhängig die Periode der Masse sowie seine Nullpunktlage zu ändern, auf einem Rahmengestell, das mit dem Betonboden fest verbunden ist, siehe Fig. 2. Das Rahmengestell trägt zugleich die Registriereinrichtung. Durch die Registriertrommel wird ein 90 cm langes, geschlossenes Papierband mit einer Geschwindigkeit von 15 mm min bewegt, das durch eine Rolle mit einer schräggestellten Achse in der bekannten Weise eine Verschiebung nach der Seite von 4 mm bei jedem Umlauf erfährt.

Die Schreibfeder des Instruments ist in der in Fig. 3 gezeichneten Weise konstruiert. Die Gabel, die die Schreibfeder trägt, ist an einem gespannten dünnen Stahldraht befestigt. Eine im Schwerpunkt der Masse mit Federgelenk angebrachte Stoßstange legt sich gegen einen kleinen, an der Gabel befestigten Hebel und bewirkt so die gewünschte Vergrößerung.

Als Dämpfung wurde eine Flüssigkeitsdämpfung gewählt, und zwar wurde ein schwerflüssiges Mineralöl verwandt. In dieses tauchen zwei an der Masse befestigte Platten.

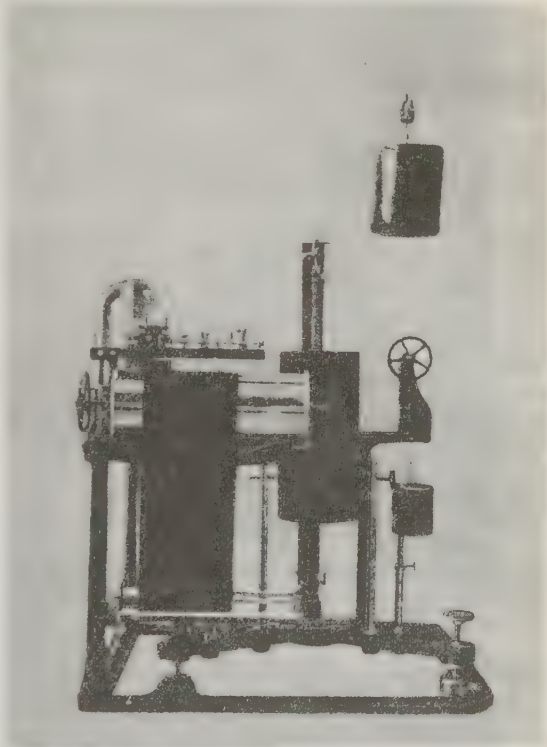


Fig. 4

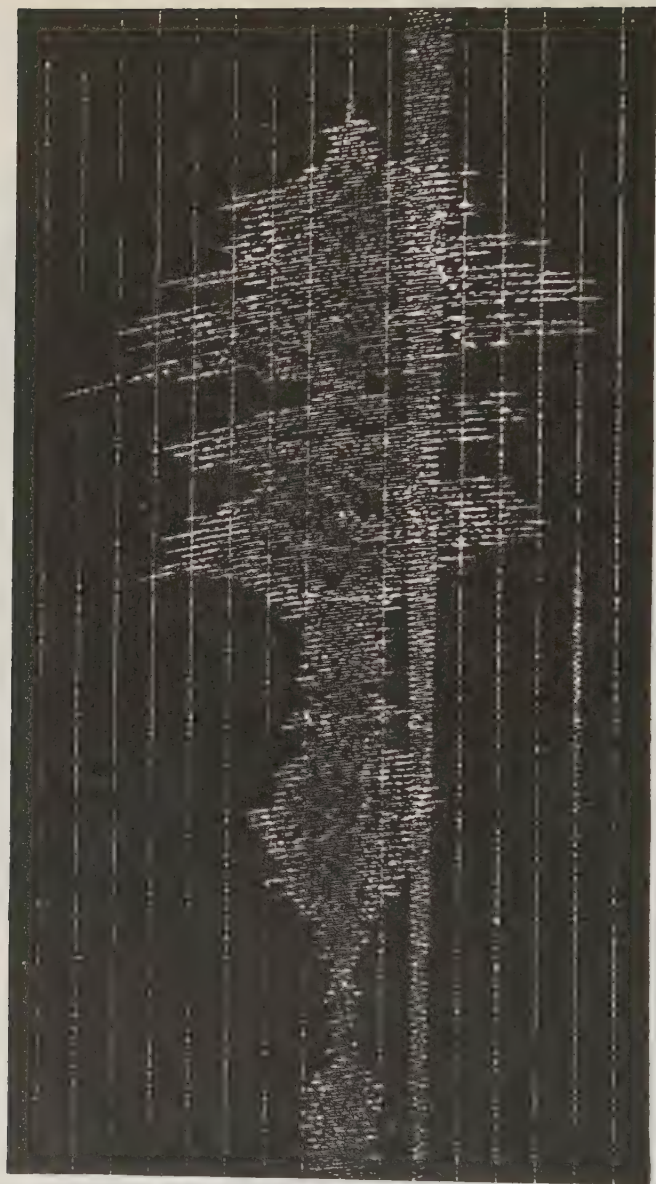


Fig. 5. Erdbeben von Chalkidiki (Mazedonien, Griechenland) am 26. September 1932
Apparat: Critikos (ohne Dämpfung); Komponente: N-S; P: 19h 21m 22s (Z. G.); A = 270 km
Maßstab 2 : 1

Die Zeitmarkierung wird durch einen, mit einer Kontaktuhr verbundenen Elektromagnet bewirkt, der im Anfang jeder Minute die Schreibfeder für eine Sekunde aufhebt.

Eine Gesamtansicht des Seismometers gibt Fig. 4.

Es sei bemerkt, daß sich das Seismometer auch bei stärkeren Beben gut bewährt hat, wie die Registrierung eines Nahbebens, des Bebens von Chalkidiki am 26. September 1932 zeigt.

Konstanten des Seismometers.

M	V	T_0	r/T_0^2	s	Registrier-Geschw.
40 kg	bis 10	2.5 sec	0.0035	4.0	15 mm/min

Die Bedeutung der Unstetigkeiten im Verlauf der Schallgeschwindigkeit mit der Höhe für die normale und anomale Schallfortpflanzung

Von B. Sandmann — (Mit 5 Abbildungen)

Unter besonderer Hervorhebung der „akustischen Umkehrschicht“ als einer Unstetigkeit im Verlauf der Schallgeschwindigkeit mit der Höhe werden die wesentlichen Formen von Unstetigkeiten in der Schichtung der Atmosphäre in ihrer Wirkung auf die Schallausbreitung bei verschiedenen Lagen der Schallquelle besprochen. Auf die hinsichtlich der Erscheinungsform vorhandene Ähnlichkeit mit der „Ullerschen geführten Welle“ wird hingewiesen. Viele der bei der Schallausbreitung in der freien Atmosphäre auftretenden Erscheinungen werden durch Unstetigkeiten hervorgerufen, so auch die in Verbindung mit einer „akustischen Umkehrschicht“ auftretende anomale Schallfortpflanzung. Hierüber liegt bereits eine Anzahl von Beobachtungsergebnissen vor, welche beweisen, daß das Brechungsgesetz unter gewissen Verhältnissen zur Darstellung des Schallweges nicht anwendbar ist und daß wir es hier mit Beugungserscheinungen zu tun haben.

A. Allgemeines. Für die hier behandelten Unstetigkeiten ist der Verlauf der Temperatur und des Windes in Abhängigkeit von der Höhe maßgebend, zweier Faktoren, von denen fast ausschließlich die Schallgeschwindigkeit in der Luft abhängig ist. Der Einfluß der relativen Feuchtigkeit und des Luftdruckes ist gering und jedenfalls nach den bisherigen Erfahrungen niemals die Ursache zu Besonderheiten in der Schallausbreitung.

Die Unstetigkeit kann sowohl durch Änderung des betreffenden Gradienten mit der Höhe oder auch an der Grenze zweier Schichten in Erscheinung treten. Außerdem kann durch Winddrehung mit der Höhe eine Unstetigkeit hervorgerufen werden. Hierzu ist zu bemerken, daß Unstetigkeiten hinsichtlich Temperatur und Wind sich unter Umständen in der Wirkung gegenseitig mehr oder weniger aufheben können, so daß sie sich also nicht immer im Verlauf der Schallgeschwindigkeit ausprägen.

Es wurde vom Verfasser an Hand von mehreren Beispielen nachgewiesen (s. 6b.), daß die „akustische Umkehrschicht“, welche eine Form der Unstetigkeit darstellt, unmittelbar die Ursache für die Rückkehr von Schall zur Erdoberfläche

ist und daß in diesem Falle der Schallweg in der Umkehrschicht seine Kulminationshöhe erreicht.

Daraus muß gefolgert werden, daß das Brechungsgesetz in seiner einfachen Form $\sin \alpha : \sin \beta = c_1 : c_2$ in bezug auf die freie Atmosphäre in manchen Fällen nicht anwendbar ist und daß dann die Schallfortpflanzung nach anderen Gesetzen vor sich geht. Es ergibt sich weiter, daß es gewagt ist, das Brechungsgesetz, das bisher für die Schallausbreitung in der Atmosphäre als allgemein gültig angesehen wurde, als Grundlage für die Berechnung des Schallweges bei der anomalen Schallausbreitung dienen zu lassen. Daß das Brechungsgesetz unter gewissen Verhältnissen dennoch für die Berechnung von Schallwegen in der freien Atmosphäre ausgezeichnete Dienste tut, darauf wird noch im folgenden eingegangen werden.

Die Frage, wie die durch die Umkehrschicht hervorgerufene Ablenkung der Schallstrahlen zu erklären ist, legt es nahe, auf die Ullersche „Welleninduktion“ einzugehen, bei der ebenfalls eine Unstetigkeit, bzw. eine Trennfläche zweier Mittel, die Hauptrolle spielt (7a.—d.).

Uller behauptet, eine neue allgemeine Art der Wellenausbreitung gefunden zu haben, nämlich die „geführte“ oder „gebundene“ Welle, welche durch Anlauf einer Welle gegen die Trennfläche zweier Mittel hervorgerufen wird und längs der U-Fläche (Unstetigkeitsfläche) entlangläuft. Diese Erscheinung nennt Uller ein Urphänomen. Z. B. wird von ihm auch die elektromagnetische Welleninduktion als Erzeugung gebundener Wellen aufgefaßt (7a.). Ebenso ist nach Uller die „Zone des Schweigens“, also die anomale Schallausbreitung durch Einfall induktion akustischer Wellen an der isothermischen Schicht zu erklären (7b., 7c.).

Im Verlauf der Schallgeschwindigkeit als Funktion der Höhe der Atmosphäre ist eine Unstetigkeit charakteristisch (s. Fig. 3), die durch die Temperaturinversion der Stratosphäre hervorgerufen wird und von Uller als Ursache der Erzeugung geführter Wellen und weiter der anomalen Schallausbreitung angesehen wird. Die obere Grenze der Troposphäre wird von Uller als Trennfläche zweier Mittel aufgefaßt. Der geführten Welle spricht Uller eine im Vergleich zur freien Welle eines homogenen Mediums besonders große Reichweite zu.

Dem Schallgeschwindigkeitsverlauf von Fig. 3 sei in Fig. 1 ein anderer Verlauf gegenübergestellt, von dem mit gleichem Recht gesagt werden kann, daß in der Höhe H eine Unstetigkeit vorhanden ist. Im ersten Fall hat die Schallgeschwindigkeit in der Unstetigkeitsfläche ein Minimum und im zweiten Falle ein Maximum. Die Bezeichnung U-Fläche wird hierfür im folgenden beibehalten. Damit sind die beiden charakteristischen Fälle einer Unstetigkeit gekennzeichnet, wie sie in der freien Atmosphäre nicht selten vorkommen. Im Zusammenhang hiermit muß noch die Erdoberfläche als stark ausgeprägte U-Fläche erwähnt werden.

Zur Untersuchung des Einflusses, den eine Unstetigkeit auf die Schallausbreitung in der freien Atmosphäre ausübt, gehen wir zunächst von dem idealen Fall einer Trennungsfläche zweier Mittel aus. Läuft eine Schallwelle gegen die

Trennfläche an, so wird die Welle in eine gebrochene und eine reflektierte Welle zerlegt, wenn das akustische Widerstandsverhältnis

$$q = \frac{c_1 \cdot \varrho_1}{c_2 \cdot \varrho_2}$$

von 1 verschieden ist und keine Totalreflexion erfolgt. c_1 und c_2 bedeuten die Schallgeschwindigkeiten und ϱ_1, ϱ_2 die Dichten der beiden Medien.

Wäre die Schallgeschwindigkeit c_1 des Mediums, gegen das die Welle anläuft, größer als c_2 und beständen beide Medien aus atmosphärischer Luft, so läge ein Idealfall vor, bei dem nach Uller bei entsprechendem Welleneinfall die Erzeugung geführter Wellen gefordert werden müßte.

Für die freie Atmosphäre ist das akustische Widerstandsverhältnis q stets $\cong 1$. Das Produkt $c \cdot \varrho$ ändert sich mit zunehmender Höhe nur langsam. Es findet daher innerhalb der Atmosphäre keine Reflexion statt.

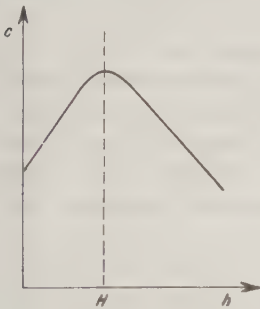


Fig. 1. Schallgeschwindigkeitsverlauf (Maximum)

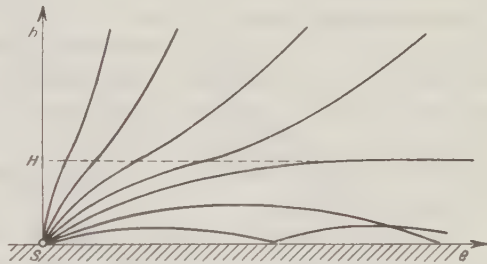


Fig. 2. Schallstrahlenbild

B. Das Schallgeschwindigkeitsmaximum. Bei dem in Fig. 1 dargestellten Schallgeschwindigkeitsverlauf nimmt die Schallgeschwindigkeit mit der Höhe zu, erreicht in einer bestimmten Höhe ein Maximum und nimmt dann wieder ab. Dieser Verlauf ist erfahrungsgemäß besonders häufig im untersten Teil der Atmosphäre in der Windrichtung anzutreffen.

Fall a. Schallquelle an der Erdoberfläche. Konstruiert man auf Grund dieser Verhältnisse das Schallstrahlenbild (s. Schema, Fig. 2), so geht daraus hervor, daß oberhalb der Höhe H , wo sich das Maximum befindet, die Schallstrahlen sämtlich nach oben gebrochen werden bzw. zum Erdboden zurückgelangen. In der Höhe des Maximums muß ein Schallstrahl parallel zur Erdoberfläche verlaufen (wobei die Erdoberfläche als eine Ebene angesehen wird). Aus dem Schallstrahlenbild geht anschaulich hervor, daß längs dieses Schallstrahles infolge der beiderseitigen Divergenz die Intensitätsabnahme im Vergleich zum ganzen Quadrant besonders groß ist, sobald er die Höhe des Maximums erreicht hat. Die Intensitätsabnahme geht um so schneller vonstatten, je stärker ausgeprägt das Maximum der Schallgeschwindigkeitskurve d. h., je stärker die Brechung ober-

halb und unterhalb der Höhe des Maximums ist. In etwa 200 m Höhe über dem Erdboden ist oft ein derartiges Schallgeschwindigkeitsmaximum vorhanden, welches durch die Schichtung des Windes hervorgerufen wird.

Damit findet die Tatsache ihre Erklärung, daß bei normalem Schall die ersten Schalleinsätze (Vorläufer), mit zunehmender Entfernung unter entsprechenden meteorologischen Verhältnissen außerordentlich schnell an Intensität abnehmen (4., S. 38 und 3a., S. 11 und 22) oder sogar verschwinden, denn die ersten Einsätze rühren unter diesen Umständen immer von Schallstrahlen her, deren Kulminationshöhe der Höhe des Maximums am nächsten kommt. Eine Bestätigung hierfür bilden die folgenden Ergebnisse von Emden und Kammüller:

Kammüller (2.) weist nach, daß die Schallintensität in der Mitwindrichtung gegenüber geradliniger Schallausbreitung geringer ist, wenn die Krümmung der Schallstrahlen mit der Kulminationshöhe abnimmt. Wie Emden nachgewiesen hat (1., S. 81 und 116), entsteht für den theoretischen Fall einer Spitze in der Schallgeschwindigkeitskurve in der Höhe des Maximums ein Schallschatten. Emden folgert weiter, daß in bestimmter Entfernung die Erdoberfläche schallfrei wird, berücksichtigt aber dabei ebenso wenig wie Kammüller den am Erdboden reflektierten Schall. Daß die Erdoberfläche nicht schallfrei wird, bestätigt die Erfahrung, ebenso, daß der Schall an der Erdoberfläche mehrfach reflektiert wird (3a., S. 10). In der Höhe findet keine Reflexion, sondern nur Brechung statt.

An der Erdoberfläche treten infolge der Reflexion oft mehrere aufeinanderfolgende Einsätze auf, zwischen denen Ruhe herrscht (s. auch Kölzer, 3a., S. 11 und 22). Die Anzahl und der zeitliche Abstand der Einsätze ist von dem Schallgeschwindigkeitsgradient abhängig. Ein Bild des Querschnittes der Wellenfront in der Nähe des Erdbodens ist vom Verfasser schon in einer früheren Arbeit gegeben worden (6a., S. 254). Die Zulänglichkeit des Brechungsgesetzes bei der Berechnung des Schallstrahlenverlaufes wird durch die Beobachtungsergebnisse und rechnerische Nachprüfung der gemessenen Laufzeiten vollauf bestätigt.

Aus obigem geht hervor, daß die Unstetigkeitsfläche unter diesen Umständen energiezerstreuend wirkt.

Fall b. Schallquelle in der Höhe des Maximums. Befindet sich die Schallquelle in der Unstetigkeitsfläche selbst (Höhe H in Fig. 1), so wird die Schallintensität in dieser Höhe mit zunehmender Entfernung wie im Fall a. überquadratisch abnehmen, da die Schallstrahlen entsprechend divergieren. Je ausgeprägter das Maximum in der Schallgeschwindigkeitskurve ist, desto stärker ist die Intensitätsabnahme. Das Loslösen der Schallwelle von der Unstetigkeitsfläche oberhalb und unterhalb derselben muß ebenso erwartet werden, wie es auch an der Erdoberfläche infolge von Brechung in Erscheinung tritt, wenn die Schallgeschwindigkeitskurve mit der Höhe abnimmt. Von einem Versagen des Brechungsgesetzes oder von Schwierigkeiten bei seiner Anwendung kann hier ebenso wenig die Rede sein wie im vorigen Falle.

C. Das Schallgeschwindigkeitsminimum. Der in Fig. 3 dargestellte Schallgeschwindigkeitsverlauf ist durch die obengenannte „akustische Umkehrschicht“ gekennzeichnet. Die Schallgeschwindigkeit erreicht in einer bestimmten Höhe H ein Minimum und nimmt dann wieder zu. Eine derartige Unstetigkeit ist in allen bisher erforschten Höhen der Atmosphäre mehr oder weniger häufig anzutreffen und zwar nicht nur in der Gegenwindrichtung, sondern auch in der Mitwindrichtung.

Es sei hier zunächst Fall b. behandelt:

Fall b. Schallquelle in der Höhe des Minimums. Befindet sich die punktförmig angenommene Schallquelle S in der Unstetigkeitsfläche in Höhe H , so wird das Aussehen der Wellenfront an der U-Fläche ziemlich verwickelt. Es ergibt sich gewissermaßen eine Stauung der Schallenergie in der Höhe des Schallgeschwindigkeitsminimums (d. das schematische Schallstrahlenbild, Fig. 4). Die Wirkung ist also die entgegengesetzte wie oben. In Fig. 4 ist oberhalb und

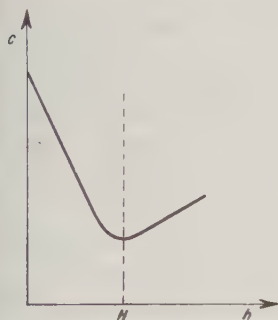


Fig. 3. Schallgeschwindigkeitsverlauf (Minimum)

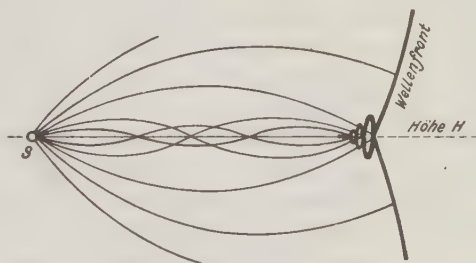


Fig. 4
Schematisches Schallstrahlenbild

unterhalb der Höhe H ein gleicher Schallgeschwindigkeitsgradient bezogen auf die Höhe H angenommen. Man könnte hier einen unmittelbaren Zusammenhang mit der Ullerschen „geführten Welle“ suchen (direkte Induktion), jedoch stößt die Anwendung des Brechungsgesetzes auf keinerlei Schwierigkeiten. Die gebrochenen Schallstrahlen, die zur U-Fläche zurückkehren, durchlaufen abwechselnd die beiden Schichten. Interessant ist an diesem Fall, daß der Schalleinsatz an der U-Fläche in gewissem Abstand von der Schallquelle große Ähnlichkeit haben muß mit dem Schalleinsatz, wie er bei ansteigender Schallgeschwindigkeitskurve infolge von Reflexion am Boden an der Erdoberfläche auftritt. Infolge der großen Schwierigkeiten der hierzu notwendigen Messungen liegen hierüber noch keine Beobachtungsergebnisse vor.

Fall a. Schallquelle am Erdboden. Ganz anders ist der Schallstrahlenverlauf, wenn sich die Schallquelle am Erdboden befindet. Sämtliche Schallstrahlen werden vom Boden aus nach aufwärts gebrochen (siehe z. B. 1., 4., 5.), wobei der Schallgeschwindigkeitsgradient maßgebend ist.

Dem Brechungsgesetz zufolge müßte man annehmen, daß die Schallstrahlen in der oberen Schicht (d. h. oberhalb der Höhe H) zwar in gewissem Maße zurückgebrochen werden, jedoch keinesfalls zum Erdboden zurückgelangen, falls nicht mit zunehmender Höhe die Schallgeschwindigkeit am Erdboden wieder erreicht wird. Eine Ähnlichkeit mit vorstehend behandeltem Fall hinsichtlich der Wirkung der Brechung, wie sie nach dem Brechungsgesetz hier erwartet werden müßte, ist im Gegensatz zu den beiden für das Schallgeschwindigkeitsmaximum untersuchten Fällen nicht festzustellen. Die Besonderheit dieses Falles ist offensichtlich.

Daß in Wirklichkeit die obige Annahme unter Zugrundelegung des Brechungsgesetzes falsch ist und die Schallfortpflanzung nach besonderen, bisher unerkannten Gesetzen vor sich geht, ist an Hand von Beobachtungsergebnissen dargelegt worden (s. auch 3a., 6a. und 6b.). Das Brechungsgesetz versagt hier also.

Ohne von diesen Beobachtungstatsachen Kenntnis zu haben, hat Uller seinerzeit die Vermutung ausgesprochen, daß die anomale Schallausbreitung auf die Erzeugung „geführter Wellen“ an Unstetigkeitsflächen zurückzuführen sei. Dies stößt auf mehrere Schwierigkeiten: Es gibt nämlich in der freien, bereits erforschten Atmosphäre keine idealen Unstetigkeitsflächen, d. h. im wahren Sinne des Wortes sprunghafte Änderungen der Schallgeschwindigkeit mit der Höhe, derart, daß man von einer Trennfläche zweier Mittel sprechen kann, die nach Uller wesentlich ist für die sogenannte Einfallinduktion.

Hiergegen ließe sich einwenden, daß an Stelle der U-Fläche eine Übergangsschicht von beschränkter Ausdehnung angenommen werden könnte.

Uller schreibt (7b.), es könnte sein, daß die untere Flanke einer an der isothermischen Schicht induzierten Welle allmählich den Boden erreicht und so den anomalen Schall hervorruft. Uller führt also die eigentliche Schallumkehr, ohne es direkt auszusprechen, auf Beugung zurück, denn Beugung ist zweifelsohne ein Effekt, der von der freien Wellenflanke ausgeht. Dieser Effekt muß aber ohne den Umweg über die geführte Welle unmittelbar erwartet werden, sobald die ganze Schallwelle in die akustische Umkehrschicht eingedrungen ist.

Es ist auffallend, daß einerseits in der Literatur die der Beugung entgegengewirkende Bildung eines Schallschattens durch Schallstrahlenbrechung in mathematischer Hinsicht anerkannt und durch die Erfahrung bestätigt wird, andererseits aber die Wiederauffüllung des Schallschattens durch gleichsinnig wirkende Beugung und Brechung zum Schallschatten hin bisher noch nicht diskutiert worden ist.

Oben wurde hervorgehoben, daß es keine idealen Unstetigkeitsflächen in der freien Atmosphäre gibt. In Fig. 5 ist ein Schallgeschwindigkeitsverlauf dargestellt, derart, wie er zu den hier untersuchten Erscheinungen Anlaß gibt. Hier läßt sich keine bestimmte Höhe für eine Trennfläche angeben. Nehmen wir die Trennfläche in der Höhe des Minimums an, so können wir auch nicht von verschiedenen Bewegungszuständen oder von einer Verschiedenheit zweier Mittel

sprechen, die doch wohl hauptsächlich möglichst nahe der Trennfläche gefordert werden müßte. In dieser Höhe ist der Schallgeschwindigkeitsgradient gleich Null, während für die ideale Unstetigkeitsfläche ein unendlich großer Schallgeschwindigkeitsgradient gefordert werden müßte.

Auch für einen Bereich, wo das Brechungsgesetz nicht anwendbar ist, muß der Brechung, die sich in einer Verlagerung der Wellenfront im inhomogenen Medium bemerkbar macht, Rechnung getragen werden.

Alle diese Unstimmigkeiten fallen fort, wenn wir die Beugung als Ursache der Schallumkehr auffassen. Verfolgen wir die Schallwelle auf ihrem Wege von der am Boden befindlichen Schallquelle:

Bei mit der Höhe abnehmender Schallgeschwindigkeit werden die Schallstrahlen nach oben gekrümmt, wobei die Schallwege nach dem Brechungsgesetz berechnet werden können. Der rechnerische Nachweis steht mit den Beobachtungsergebnissen in keinem Widerspruch. Es bildet sich nämlich in diesem Falle ein Schallschatten aus, der ohne das Vorhandensein eines festen Hindernisses allein durch Brechung zustande kommt. Je stärker die Brechung, desto näher rückt der Schallschatten an die Schallquelle heran. Hierüber sind die Anschauungen in der Literatur einheitlich.

Die kontinuierliche Brechung nach oben, d. h. die stetige Abnahme der Schallgeschwindigkeit mit der Höhe, ist anscheinend die Ursache des Schallschattens, denn durch eine einmalige oder mehrmalige Brechung in der Höhe an einer oder mehreren Schichtbegrenzungen wird kein Schallschatten hervorgerufen; vielmehr werden sämtliche Schichten vom Schall durchsetzt, wie die einfache Anwendung des Brechungsgesetzes ergibt.

Dringt nun eine Schallwelle im Laufe ihres Fortschreitens nach vorhergehender kontinuierlicher Brechung in eine akustische Umkehrschicht ein, so ist nicht zu erwarten, daß in dieser Schicht ebenso wie in der unteren Schicht ein ausgesprochener Schallschatten bestehen bleibt. Es ist vielmehr anzunehmen, daß die in die obere Schicht gelangte Schallwelle an ihrer Flanke gleichsam als neue Schallquelle wirkt. Der Schall wird gebeugt. Dies folgt aus dem Grundgedanken des Huygenschen Prinzips, wenn auch letzteres hinsichtlich seiner einzelnen theoretischen Erwägungen unzureichend ist (s. auch Uller, 7e., S. 130—132). Insbesondere ist im Falle der Beugung in einem stetig inhomogenen Mittel weder die Anwendung des Brechungsgesetzes möglich, noch kann die Darstellung der Schallausbreitung mit Hilfe der Huygen-Fresnelschen Elementarkugeln erfolgen (s. 6a., S. 246—249 und 7i., S. 71—73).

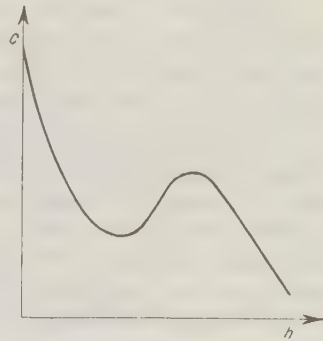


Fig. 5

Schallgeschwindigkeitsverlauf

Es ist von besonderer Bedeutung, daß die Schallwelle unter vorliegenden Verhältnissen an ihrer Flanke eine relativ große Intensität besitzt (s. 6a., S. 257 und 258), ebenso, daß wir es bei Explosionswellen mit sehr niederfrequenten Wellen zu tun haben.

Der Verlauf der gebeugten Schallstrahlen, die von oben in die untere Schicht zurückgelangen, muß dort der Brechung in demselben Maße unterliegen wie die aufsteigenden Schallstrahlen.

Nach diesen Anschauungen ist bei dem neuen Phänomen anomaler Schallfortpflanzung der wesentliche Faktor nicht die ausgeprägte Trennfläche zweier Schichten der Atmosphäre, sondern die Bedingung, daß in der oberen Schicht keine Aufwärtsbrechung stattfindet, wie in der unteren Schicht.

Die Realität der Ullerschen „geführten Welle“ wird damit nicht bestritten. Eine gewisse Ähnlichkeit in der Erscheinung der beiden Vorgänge besteht offenbar darin, daß auch die akustische Umkehrschicht in gewissem Sinne führend auf die gebeugten Wellen einwirkt. Daß aber hinsichtlich der Begleitumstände und Auswirkungen die beiden Vorgänge nicht identifiziert werden dürfen, ergibt sich aus obigem und den Beobachtungsergebnissen.

Die Eigenart der Erscheinungen liegt in der Inhomogenität der Atmosphärenschichten begründet.

D. Zusammenfassung. Man sieht, daß die Unstetigkeiten in der Schichtung der Atmosphäre und Trennflächen zweier Mittel (Erdoberfläche) bei der Schallausbreitung in der freien Atmosphäre in der Tat eine große Rolle spielen, ja sogar den Anlaß zu den meisten hierbei auftretenden auffälligen Erscheinungen geben. Es stellte sich weiter heraus, daß die Erscheinungen durchaus mit den bekannten Vorgängen der Brechung, Beugung und Reflexion erklärt werden können, wenn auch insbesondere die Kombination von Beugung und Brechung bisher noch von keiner Seite untersucht worden ist. Auch die anomale Schallfortpflanzung kann ohne irgendwelche Annahmen auf die Wirkung einer akustischen Umkehrschicht zurückgeführt werden, die in der Regel in der oberen Inversion mehr oder weniger ausgeprägt vorhanden ist.

Wenn man glaubt, von der gemessenen, anomalen Schallgeschwindigkeit auf die Temperatur in der Scheitelhöhe des Schallstrahles schließen zu können, so liegt diesen Berechnungen die Annahme zugrunde, daß dem Brechungsgesetz entsprechend die Schallgeschwindigkeit in der Scheitelhöhe des Schallstrahles mindestens so groß sein muß wie am Erdboden (s. z. B. 8b., S. 72). Diese Voraussetzung ist für besondere Fälle des Aufbaues der Atmosphäre nicht mehr gegeben, denn nach den vorliegenden Beobachtungsergebnissen genügt zur Rückkehr des Schalles zum Erdboden das Vorhandensein einer akustischen Umkehrschicht, d. h. einer Luftschicht, in welcher die Schallgeschwindigkeit mit der Höhe relativ zunimmt, ohne den Wert am Boden wieder zu erreichen.

An dem durch die Beobachtungsergebnisse über Schallausbreitung an akustischen Umkehrschichten klar erwiesenen neuen Phänomen der atmosphäri-

sehen Schallfortpflanzung kann man nicht mehr vorübergehen. Wenn es noch nicht gelungen ist, den physikalischen Vorgang exakt mathematisch darzustellen, so ist zu bedenken, daß auch die Schallbeugung bisher nur unter einfachsten Bedingungen auf Grund des Huygenschen Prinzips untersucht wurde.

Herrn Oberreg.-Rat Prof. Dr. Kölzer möchte ich für die Förderung, welche er meiner Arbeit zuteil werden ließ, auch an dieser Stelle herzlich danken.

Literatur

1. E. Emden: Beiträge zur Thermodynamik der Atmosphäre. Meteorol. Zeitschr. 1918.
2. Kammüller: Die rechnerische Berücksichtigung von Wind- und Temperaturveränderungen beim Schallmeßverfahren. Dissertation Hannover 1921.
- 3a. J. Kölzer: Beobachtungsergebnisse über Schallausbreitung auf nahe Entfernungen und Schlußfolgerungen zum Problem der anomalen Schallausbreitung. Berlin 1932. Veröffentlichungen des Preußischen Meteorologischen Instituts. Julius Springer.
- 3b. J. Kölzer: Beitrag zur Schallausbreitung in der Atmosphäre. Zeitschr. f. Geophys. 1928, Heft 5.
- 3c. J. Kölzer: Zur Frage der anomalen Schallausbreitung. Zeitschr. f. Geophys. 1934, Heft 3/4.
4. R. Ladenburg und E. von Angerer: Über die Ausbreitung des Schalles in der freien Atmosphäre. Bericht über die Versuche des Kommandos der Artillerie-Prüfungskommission in Flandern. Berlin 1918.
5. Lord Rayleigh: Theory of sound, 1926, Band II.
- 6a. B. Sandmann: Beiträge zur Schallfortpflanzung, im besonderen zur Schallbeugung und anomalen Schallfortpflanzung. Gerlands Beitr. z. Geophys. **28** (1930).
- 6b. B. Sandmann: Beobachtungsergebnisse über den Einfluß der „akustischen Umkehrschicht“ auf die Schallausbreitung. Zeitschr. f. Geophys. 1934, Heft 3/4.
- 7a. K. Uller: Die elektromagnetische Welleninduktion I. Zeitschr. f. Phys. 1921/22.
- 7b. K. Uller: Über die Verzerrungswelleninduktion. Verhandl. d. Physikal. Ges. 1922, 8.
- 7c. K. Uller: Welleninduktion. Gerlands Beitr. z. Geophys. **19** (1928).
- 7d. K. Uller: Die Entwicklung des Wellenbegriffs I. Ebenda **18** (1927).
- 7e. K. Uller: Widersprüche gegen die Wellenkinematik. Physikal. Zeitschr. 1917.
- 7f. K. Uller: Die Entwicklung des Wellenbegriffs VI. Gerlands Beitr. z. Geophys. **31** (1931).
- 8a. F. J. W. Whipple: The Investigation of Air Waves from Explosions. Quarterly Journal, Nr. 240, July, 1931.
- 8b. F. J. W. Whipple: Researches on the Transmission of Air Waves to great Distances. Gerlands Beitr. z. Geophys. **24** (1929/30).

Referate und Mitteilungen

Die Marineleitung gibt erstmalig in diesem Jahr Teil III des vor kurzem erschienenen „Nautischen Funkdienstes 1934“ (in Vertrieb bei E. S. Mittler & Sohn) als Sonderdruck zum Preise von 1.00 RM heraus. Das 56 Seiten umfassende Heft bringt wie in den früheren Jahren auf den ersten 13 Seiten: 1. Einheitszeit auf See durch Anwendung von Zeitzonen, 2. Liste der Länder usw., die eine Einheitszeit eingeführt haben, 3. Die gebräuchlichsten Arten der Zeitsignale und 2 Tafeln zur Reduktion der Koinzidenzsignale auf mittlere Zeit und auf Sternzeit. Auf 38 Seiten werden dann in der üblichen Form 75 Zeitsignale beschrieben. Neu ist am Schluß eine 5 Seiten einnehmende Tabelle: Zusammenstellung der Zeitsignale nach MGZ, die beim Aufsuchen besonders von Kurzwellenzeitsignalen von Nutzen sein kann.

Hiermit steht eine alljährlich neu erscheinende und neu berichtigte amtliche Zusammenstellung der Zeitsignale der ganzen Welt zu einem sehr geringen Preise zur Verfügung.

Die diesjährige **Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft** findet von Donnerstag, dem 13. bis Sonnabend, dem 15. September in Bad Pyrmont statt.

Die Relativität der Undulationen

Von **F. Hopfner**, Wien — (Mit 2 Abbildungen)

Hebungen (Senkungen) des Geoids relativ zu einer Bezugsfläche können unabhängig von der Massenordnung in der Erdkruste nur durch den Übergang zu einer anderen Bezugsfläche unter Umständen in Senkungen (Hebungen) übergehen; hieraus werden eine Reihe von Folgerungen gezogen.

1. Noch vor wenigen Jahren besaßen die Undulationen wenig oder gar kein Interesse für die Geodäsie: sie galten nämlich ganz allgemein als so geringfügig, daß ihre Berücksichtigung bei der rechnerischen Verarbeitung der Beobachtungsergebnisse kaum der Mühe wert schien. Erst als die Bedeutung des Terms von Bruns für die Erklärung der Schwerkraftstörungen in ihrer vollen Tragweite erkannt worden war und Ackerls Bearbeitung der Schwerkraftwerte auf größere Undulationen hindeutete, wandte sich die Aufmerksamkeit der Geodäten und Geophysiker wieder der Frage nach der Größe und Verteilung der Undulationen am Geoid zu. Trotz der zahlreichen Veröffentlichungen scheint vielen Geophysikern in letzter Zeit dieses Problem rätselhafter denn je zu sein, seitdem nämlich Hirvonen*) hinsichtlich der Verteilung der Undulationen am Geoid zu gegenteiligen Ergebnissen wie Ackerl**) gelangt ist. Ledersteger***) hat allerdings diesen Widerspruch kürzlich einwandfrei aufgeklärt. Er war dadurch entstanden, daß Ackerl, dem Helmerts Geoiddarstellung maßgeblich gewesen ist, seinen berechneten Undulationen ein Vorzeichen erteilte, das dem durch die verwendete Formel vorgeschriebenen Vorzeichen entgegen gesetzt war. Kehrt man daher im Einklang mit der Theorie†) das Vorzeichen der Undulationen Ackerls um, so stehen seine Ergebnisse mit den Resultaten Hirvonens weitgehend in Überein-

*) R. A. Hirvonen: Über die kontinentalen Undulationen des Geoids. Gerlands Beitr. z. Geophys. **40** (1933); The continental Undulations of the Geoid. Veröff. d. Finnischen Geod. Inst. **19**, Helsinki 1934.

) F. Ackerl: Die Ergebnisse der Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung. Zeitschr. f. Geophys. **9 (1933); Die Bestimmung der mathematischen Erdfigur aus Schwerkraftmessungen. Petermanns Geogr. Mitt. **79** (1933).

***) K. Ledersteger: Bemerkungen zu den Geoiden von Ackerl und Hirvonen. Zeitschr. f. Geophys. **10** (1934); siehe auch K. Jung: Bemerkungen zu F. Ackerls Berechnung der Geoidundulationen. Zeitschr. f. Geoph. **9** (1933).

†) F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. **9** (1933).

stimmung, wenn vorläufig davon abgesehen wird, daß Ackerls Undulationen sich meist beträchtlich größer als Hirvonens Undulationen ergeben haben.

Der durch Ledersteger herbeigeführte Einklang in qualitativer Hinsicht zwischen den Ergebnissen Ackerls und Hirvonens stellt uns aber vor ein neues Rätsel. Wider alles Erwarten und namentlich im Gegensatz zu Helmersts bekannten Ergebnissen*) über die Verteilung der Undulationen am Geoid führten die Arbeiten Ackerls und Hirvonens — erstere Arbeit erst nach Umkehrung der Vorzeichen — auf ausgedehnte Senkungen des Geoids im Bereiche der Kontinente, und insbesondere deckte Ackerls Untersuchung auch umfangreiche Hebungen über den Ozeanen auf. Bereits Ledersteger hat darauf hingewiesen, daß diese Ergebnisse durch die Annahme einer isostatischen Massenlagerung in der Erdkruste nicht erklärt werden können. Er ist der Meinung, daß durch eine Abänderung des Begriffs Massenunregelmäßigkeit sich eine Erklärung für die überraschenden Ergebnisse Ackerls und Hirvonens finden lassen werde. Dieser Ansicht liegt der richtige Gedanke zugrunde, daß der Begriff Massenunregelmäßigkeit durch die Wahl der Funktion U in der Gleichung $W = U + T$ bedingt wird. Wie ich nämlich in der bereits oben zitierten Abhandlung**) betont habe, ist die Wahl der Funktion U , die trotz der ihr vorgeschriebenen allgemeinen Eigenschaften noch innerhalb weiter Grenzen willkürlich angenommen werden darf, für die Beantwortung aller mit der Erdfigur zusammenhängenden Fragen von grundsätzlicher Bedeutung.

Bei der Beurteilung der Größe und Verteilung der Undulationen müßte meines Erachtens zunächst darauf Bedacht genommen werden, daß die Undulation an einer vorgegebenen Stelle keineswegs nur die Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten in der Umgebung der betrachteten Stelle ist, sondern daß man in jeder Undulation das Ergebnis der Wirkung aller Massenunregelmäßigkeiten in der Erdkruste zu erblicken hat. Diese Tatsache, auf die Schumann***) erst kürzlich hingewiesen hat, kann man auch der von Ackerl benutzten Entwicklung der Funktion T nach allgemeinen Kugelfunktionen entnehmen. Auch Mader†) synthetische Untersuchungen zum Geoid zeigen, daß die Massenwirkung auf die Undulation gerade in horizontaler Richtung außerordentlich weitreichend ist. Je nach dem Vorwalten der mit positivem oder negativem Vorzeichen in Erscheinung tretenden Wirkungen der verschiedenen Massenunregelmäßigkeiten in der Erdkruste stellt sich daher in der Umgebung der betrachteten Stelle eine Senkung oder Hebung des Geoids ein, wobei die Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten in der nächsten Umgebung durch die Wirkung der übrigen Massen-

*) F. R. Helmert: Höhere Geodäsie 2, 4. Kap. Leipzig 1884.

**) F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. 9, 280 (1933).

***) R. Schumann: Graphische Darstellung von Geoidhebungen auf Grund der Stokesschen Formel. Gerlands Beitr. z. Geophys. 40 (1933).

†) K. Mader: Berechnung von Geoidhebungen in den Alpen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 41 (1934).

unregelmäßigkeiten unter Umständen völlig überdeckt werden kann, so daß anstatt der vielleicht erwarteten Hebung bzw. Senkung sich geradezu die gegen-
teilige Undulation einstellen kann. Schon aus diesem Grunde halte ich einen
Schluß von der Undulation auf die Massenanordnung in der nächsten Umgebung
für bedenklich.

Erfolgversprechender erscheint daher — wenigstens auf den ersten Blick —
die Diskussion der Partialundulationen auf Grund der Ackerlischen Entwick-
lungen. Indessen werden auch auf diesem Wege Schlüsse von der Undulation
auf die Massenanordnung der nächsten Umgebung nur mit Vorsicht gezogen
werden dürfen, da sich zeigen läßt, daß die gewählte Bezugsfläche regional, nämlich
über weite Gebiete hinweg, das Vorzeichen der Undulationen systematisch beein-
flussen kann. Ich komme damit auf die grundsätzliche Bedeutung der Funktion U
für die Beantwortung aller mit der Erdfigur zusammenhängenden Fragen zurück.
Je nach der Annahme über U erhält man verschiedene Werte für γ , $\partial\gamma/\partial n$, T , ζ
und $g - \gamma$. Ich hätte a. a. O.*) noch hinzufügen können, daß sich auch die Rich-
tung von ζ , d. h. sein Vorzeichen, beim Übergang von einer Annahme über U
zu einer anderen Annahme unter gewissen Voraussetzungen ändern könne, mit
anderen Worten, ich hätte behaupten dürfen, daß Hebungen (Senkungen) des
auf eine vorgegebene Bezugsfläche bezogenen Geoids beim Übergang zu einer
anderen Bezugsfläche unter Umständen als Senkungen (Hebungen) in Erscheinung
treten können. Dem Nachweis dieser Aussage ist der folgende Abschnitt gewidmet.

2. Wir wählen die beiden Funktionen U , U' derart, daß $U = \frac{\omega^2}{2}(x^2 + y^2)$
bzw. $U' = \frac{\omega^2}{2}(x^2 + y^2)$ im Gesamtraum — vom Ursprung abgesehen, der mit
dem Erdschwerpunkt zusammenfalle — harmonisch sind. Wir bilden für die
Kräftefunktion W der Erde die Gleichungen

$$W = U' + T', \quad T' = W - U'; \quad W = U + T, \quad T = W - U = U' - U + T'.$$

In der Umgebung einer Stelle am Geoid $W = c$ seien die Werte von U'
und T' vorgegeben. Alsdann zeigt die letzte Gleichung, daß T eine Funktion
von U allein ist. Unabhängig von der Massenanordnung in der Erdkruste läßt sich
daher durch geeignete Wahl von U der Funktion T ein beliebiger positiver oder
negativer Wert an der vorgegebenen Stelle des Geoids erteilen.

Bei der weiteren Untersuchung der Abhängigkeit der Funktion T von U
soll vorerst $U' - U < 0$ sein. Von der Funktion T' fordern wir, daß sie an der
betrachteten Stelle positiv und so klein sei, daß $T < 0$ ist; die Forderung ist für
 $U - U' > T' > 0$ erfüllt. Alsdann zeigen die Gleichungen

$$\zeta' = -\frac{T'}{\gamma'}, \quad \zeta = -\frac{T}{\gamma}, \quad \dots \dots \dots (1)$$

*) F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geo-
däsie. Zeitschr. f. Geophys. 9, 280 (1933).

daß der Hebung ζ' bezogen auf das Niveausphäroid $U' = c$ die Senkung ζ bezogen auf das Niveausphäroid $U = c$ entspricht; der in den Außenraum des Geoids gerichteten Normale geben wir nämlich das positive Vorzeichen.

Wir betrachten den weiteren Fall, daß T' an der betrachteten Stelle des Geoids $W = c$ zwar wieder positiv sei, aber im übrigen die Ungleichung $T' > U - U' > 0$ erfülle. Alsdann ist $T > 0$ und die Gleichungen (1) sagen aus, daß die Hebung ζ' des auf das Niveausphäroid $U' = c$ bezogenen Geoids $W = c$ auch eine Hebung ζ dieses Geoids — wenn auch im allgemeinen von einem anderen Betrage — bei seiner Beziehung auf das Niveausphäroid $U = c$ ist.

Schließlich wollen wir noch annehmen, daß T' negativ sei; dann ist auch $T < 0$. Die Gleichungen (1) sagen jetzt aus, daß der Senkung ζ' relativ zum Niveausphäroid $U' = c$ eine Senkung ζ anderen Betrages relativ zum Niveausphäroid $U = c$ entspricht.

Zu ähnlichen Ergebnissen kommt man, wenn von der Annahme $U' - U > 0$ ausgegangen wird. Wir haben hierdurch die Erkenntnis gewonnen, daß wenigstens unter gewissen Umständen eine Hebung (Senkung) des Geoids unabhängig von der vorgegebenen Massen-anordnung in der Erdkruste nur durch den Wechsel der Bezugsfläche in eine Senkung (Hebung) übergehen kann. Wir wollen dieses fast selbstverständliche Ergebnis noch an folgendem Beispiel erläutern.

Man setze

$$U' = \frac{Y_0}{r} + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2),$$

$$U = \frac{Y_0}{r} + \frac{Y_2}{r^3} + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2).$$

Alsdann unterscheidet sich das Niveausphäroid $U' = c$ kaum von einer Kugel und das Niveausphäroid $U = c$ kaum von einem abgeplatteten Rotationsellipsoid.

Wir betrachten am Geoid $W = c$ zunächst eine Stelle in der Umgebung des Äquators. Dann ist $Y_2 > 0$ und daher

$$U' - U = -\frac{Y_2}{r^3} < 0.$$

Nun sind die Unterscheidungen zu machen:

- a) $T' > U - U' > 0$, also $T > 0$, $\zeta' < 0$, $\zeta < 0$;
- b) $U - U' > T' > 0$, also $T < 0$, $\zeta' < 0$, $\zeta > 0$;
- c) $T' < 0$, also $T < 0$, $\zeta' > 0$, $\zeta > 0$.

Alle drei Fälle sind in der Fig. 1 schematisch dargestellt; in ihr bedeuten die Kurven $U = c$, $U' = c$ die Spuren eines Meridianschnittes der beiden Niveausphäroide mit der Zeichenebene.

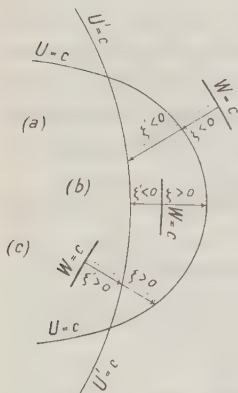


Fig. 1. Relativität der Undulationen bezüglich der Bezugsflächen $U = c$ und $U' = c$

Wir wollen Größen von der Ordnung des Quadrats der Abplattung vernachlässigen. Dann gelten in den Punkten des Geoids $W = c$ die (Gleichungen*):

$$T' = \sum_{n=2}^{n=\infty} \frac{Y_n}{n-1}, \quad T = \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y_n}{n-1} = -Y_2 + T'.$$

Da in der Umgebung des Äquators $Y_2 > 0$ ist, lassen sich die untersuchten drei Fälle für die vorgegebene Stelle am Geoid auch folgendermaßen charakterisieren:

- a) $T' > Y_2 > 0$, also $T > 0$, $\zeta' < 0$, $\zeta < 0$;
- b) $Y_2 > T' > 0$, also $T < 0$, $\zeta' < 0$, $\zeta > 0$;
- c) $T' < 0$, also $T < 0$, $\zeta' > 0$, $\zeta > 0$.

Man sieht, daß die notwendigen und hinreichenden Bedingungen dafür, daß in der Umgebung des Äquators eine Hebung ζ' des Geoids $W = c$ bezüglich des kugelförmigen Niveausphäroids $U' = c$ in eine Senkung ζ relativ zum ellipsoidischen Niveausphäroid $U = c$ übergehe, durch die Ungleichungen $Y_2 > Y_2 + T > 0$ gegeben werden.

Ähnliche Überlegungen lassen sich für eine Stelle in der Umgebung des einen oder anderen Pols am Geoid $W = c$ anstellen. Hier ist $Y_2 < 0$. Ich begnüge mich mit der Angabe, daß die notwendigen und hinreichenden Bedingungen die Ungleichungen $Y_2 < Y_2 + T < 0$ sind, damit in der Umgebung der Pole einer Senkung ζ' des Geoids $W = c$ bezüglich des kugelförmigen Niveausphäroids $U' = c$ eine Hebung ζ relativ zum ellipsoidischen Niveausphäroid $U = c$ entspreche.

Wir wollen in Kürze noch folgendes Beispiel betrachten. Die Kräftefunktion werde durch die Gleichung

$$W = \frac{Y_0}{r} + \frac{Y_2}{r^3} + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2),$$

$$Y_2 = -\frac{a}{2} (3 \cos^2 \Theta - 1) + b \sin^2 \Theta \cos 2 \varphi$$

bestimmt, worin $a > b > 0$ und b sehr klein sei. Wir wählen die Funktionen U , U' wie folgt:

$$U' = \frac{Y_0}{r} - \frac{a}{2r^3} (3 \cos^2 \Theta - 1) + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2),$$

$$U = \frac{Y_0}{r} - \frac{a}{2r^3} (3 \cos^2 \Theta - 1) + \frac{b'}{r^3} \sin^2 \Theta \cos 2 \varphi + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2),$$

worin b' nur wenig größer als b sein soll. Dann ist $U' - U = -\frac{b'}{r^3} \sin^2 \Theta \cos 2 \varphi$.

*) F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. 9, 282 (1933); für $a = 1$.

Wir beschränken uns auf Punkte am Äquator; also ist $\Theta = \pi/2$. Der Äquatorschnitt des Niveausphäroids $U' = c$ ist ein Kreis; die Äquatorschnitte des Geoids $W = c$ und des Niveausphäroids $U = c$ sind sehr nahe Ellipsen, falls nämlich b bzw. b' gegenüber dem Kreisradius sehr klein sind. In der Fig. 2 werden die hier vorliegenden Verhältnisse schematisch veranschaulicht. Man sieht, daß durch die Wahl der Bezugsfläche das Vorzeichen der Undulationen regional, nämlich über weite Gebiete hin, systematisch beeinflußt wird. Nehmen wir beispielsweise an, daß beim Bezug des Geoids $W = c$ auf das Niveausphäroid $U' = c$ von Rotationsform die beiden Senkungen ($\xi > 0$) über Ozeanen und die beiden Hebungen

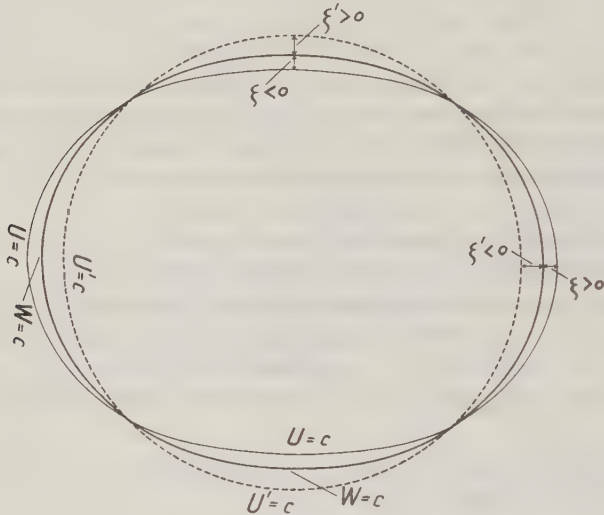


Fig. 2

Äquatorschnitt einer dreiachsigen Erdfigur und zweier ihrer Bezugsflächen

($\xi < 0$) über Kontinenten liegen. Alsdann kehren sich beim Übergang zum Niveausphäroid $U = c$ mit elliptischem Äquator unter den getroffenen Annahmen die Verhältnisse gerade um.

Das Beispiel scheint mir besonders aufschlußreich. Nehmen wir nämlich an, daß in der Entwicklung der Kräftefunktion W nach Kugelfunktionen sich der Koeffizient b nur sehr ungenau ergeben habe, so daß man für diesen Koeffizienten den Wert $b' > b$ erhalten habe. Offenbar wäre es dann ein vergebliches Bemühen, aus der Verteilung der positiven und negativen Undulationen relativ zum Niveausphäroid $U = c$ auf die Massenordnung Schlüsse ziehen zu wollen. Hierbei haben wir im Beispiel noch der Einfachheit halber angenommen, daß der Orientierungswinkel φ_0 für die Zählung der Längen φ bei beiden Flächen derselbe ist. Die Verhältnisse würden sich noch viel verwickelter herausgestellt haben, wenn wir eine kleine Verschiedenheit in den Orientierungswinkeln φ_0 bzw. φ'_0 der beiden Flächen angenommen hätten.

3. Die eben gewonnenen Erkenntnisse dienen als Grundlage für eine Reihe von Folgerungen. Bekanntlich hat Helmert*) bei seinem fast in Vergessenheit geratenen synthetischen Aufbau des Geoids größere Hebungen über den Kontinenten erhalten. Auf den ersten Blick scheint daher Helmerts Geoid zwar mit dem ursprünglichen Geoid Ackerls in guter Übereinstimmung, aber zum Geoid Hirvonens im diametralen Gegensatz zu stehen, da letzteres Geoid auffallenderweise gerade über Zentralasien und Nordamerika Senkungen aufweist. Der Widerspruch mit dem Geoid Hirvonens und mit dem berichtigten Geoid Ackerls klärt sich indessen auf, wenn auf die Bezugsflächen Bedacht genommen wird, die den so verschieden aussehenden Geoiden zugrunde liegen. Helmerts Bezugsfläche ist nämlich eine Kugel, die sich kaum von dem kugelförmigen Niveausphäroid $U' = c$ unterscheidet und der Helmert die Kontinentalmassen aufgesetzt hat. Ackerl und Hirvonen wählten ellipsoidische Bezugsflächen, nämlich Niveausphäroide der Form $U = c$, deren erzeugende Funktion U durch die Zerlegung der Kräftefunktion W in die Bestandteile U und T gewonnen wurde; das Geoid läßt sich allerdings aus diesen Niveausphäroiden nicht durch einen einfachen synthetischen Prozeß, nämlich durch Aufsetzen bzw. Abheben geeigneter Massen, herstellen.

Aus der Tatsache, daß die Umgebung einer Stelle am Geoid nach Wahl zweier geeigneten Bezugsflächen unabhängig von der Massenanordnung in der Erdkruste bezüglich einer der beiden Flächen auf einer Hebung des Geoids und gleichzeitig bezüglich der anderen Bezugsfläche auf einer Senkung liegen kann, wird man schließen, daß zumindest zum gegenwärtigen Zeitpunkte alle Versuche unfruchtbar bleiben müssen, die aus den Undulationen Rückschlüsse auf die Massenanordnung in der Erdkruste mit Sicherheit ziehen wollen. Ledersteger**) hat daher mit Recht — wenn auch aus anderen Gründen — jene Deutungsversuche***) zu dem Geoid Ackerls und Hirvonens abgelehnt, die die Senkungen im Bereiche der Kontinente mit Massendefekten und die Hebungen über den Ozeanen mit Massenüberschüssen in einen kausalen Zusammenhang zu bringen versuchten.

Die Relativität der Undulationen hinsichtlich der Bezugsfläche ist eine notwendige Folge jener Unbestimmtheit, die der Funktion U trotz der ihr vorgeschriebenen allgemeinen Eigenschaften noch immer anhaftet. Den aus U abgeleiteten Größen γ , $\partial \gamma / \partial n$, $g - \gamma$ kommt daher die nämliche Relativität wie den Undulationen ζ zu. Es ist infolgedessen ein wenigstens dermalen aussichtsloses Bemühen, aus den Schwerkraftstörungen sichere Schlüsse auf die Massenanordnung in der Umgebung der Störung ziehen zu wollen. Denn in der Umgebung geeignet gewählter Stellen am Geoid läßt sich erreichen, daß die Schwerkraftstörung $g - \gamma$

*) F. R. Helmert: Höhere Geodäsie 2, 4. Kap. Leipzig 1884. Vgl. die Karte am Schluß des Bandes.

**) K. Ledersteger: Bemerkungen zu den Geoiden von Ackerl und Hirvonen. Zeitschr. f. Geophys. 10, 251 (1934).

***) K. Jung: a. a. O., S. 324; R. Schwinner: Die neuen Geoide. Gerlands Beitr. z. Geophys. 41 (1934).

je nach der Annahme über die Funktion U verschiedene Werte — gegebenenfalls sogar von entgegengesetztem Vorzeichen — annimmt. Demgemäß wird auch der Rückschluß auf die Massenordnung in der Erdkruste je nach der getroffenen Annahme über die Funktion U verschieden ausfallen. Hiermit ist natürlich keine neue Erkenntnis gewonnen, wenn man bedenkt, daß jeder Rückschluß von den Schwerekräftstörungen $g - \gamma$ auf die Massenordnung in der Erdkruste einen Versuch zur Lösung des Umkehrproblems der Potentialtheorie bedeutet, dessen Vieldeutigkeit längst bekannt ist.

4. Die Rolle der Funktion U beim Studium der Erdfigur läßt sich an einem Analogon in der Theorie der allgemeinen Planetenstörungen gut klarmachen. Hier geht man häufig von einer sogenannten intermediären Bahn — meist einer Ellipse oder einer rotierenden Ellipse — aus, die innerhalb gewisser Grenzen willkürlich wählbar ist, um sodann die kleinen Abweichungen der in der Natur vorgegebenen Bahn von der gewählten intermediären Bahn aus einem System gewöhnlicher Differentialgleichungen zu berechnen. Beim Studium der Erdfigur spielt das Niveausphäroid die Rolle der intermediären Bahn: das Analogon zu der von der Natur vorgegebenen Bahn ist das Geoid, dessen kleine Abweichungen vom Niveausphäroid $U = c$ durch die Funktion T gegeben werden, die als partikuläres Integral einer partiellen Differentialgleichung geeignet zu bestimmen ist*). Während aber für die Astronomen die intermediäre Bahn nichts anderes als ein mathematisches Hilfsmittel ist, erblickt die Mehrzahl der Geodäten schon in der intermediären Lösung $U = c$, nämlich im Niveausphäroid, die Erdfigur.

In logischer Folge dieser Auffassung erklärten daher diese Geodäten die Werte der theoretischen Schwerekräftbeschleunigung $\gamma = -\frac{\partial U}{\partial n}$ als die „normalen“

Werte und die von der Natur vorgegebenen Schwerekräftwerte $g = -\frac{\partial W}{\partial n}$ als die „gestörten“ Werte. Diese Begriffsbildungen führten zwangsläufig zum Vergleich letzterer Schwerekräftwerte mit den durchaus willkürlich als „normal“ bezeichneten Schwerekräftwerten γ , womit sich die Geophysik insbesondere in der Deutung der „Schwerekräftstörungen“ $g - \gamma$ durch Massenunregelmäßigkeiten in der Umgebung der Störung ein unlösbares Problem selbst geschaffen hat.

Weil die nach Bouguer reduzierten Beobachtungswerte in der Regel auf Schwerekräftstörungen $g - \gamma$ führten, die im Bereich der Kontinente negativ und über den Ozeanen positiv waren, hat man zur Deutung dieser auffälligen Erscheinung — allerdings ohne Bedachtnahme auf die Relativität der Differenzen $g - \gamma$ — die Hypothese von der isostatischen Massenlagerung in der Erdkruste erdacht. Denn auf ihrer Grundlage ließen sich trotz des systematisch wirkenden Fehlers, der durch die Außerachtlassung des Terms von Bruns hineingetragen wurde, Reduktionsverfahren angeben, die zwischen den „gestörten“ und „normalen“

*) F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. 9, 280 (1933).

Schwerkraftwerten schlecht und recht eine Übereinstimmung herbeiführten. Nach den Ausführungen im vorangehenden Abschnitt muß es aber wegen der Unbestimmtheit der Funktion U trotz der ihr vorgeschriebenen allgemeinen Eigenschaften als ein sehr gewagter Schritt bezeichnet werden, wenn aus jener sogenannten Übereinstimmung umgekehrt auf das tatsächliche Bestehen einer isostatischen Massenlagerung in der Erdkruste geschlossen wird.

Die Geologen mögen es sich gesagt sein lassen, daß so und nicht anders die gravimetrische Begründung der Lehre von der Isostasie ausschaut. Die Geodäten und Geophysiker aber werden sich darüber klar werden müssen, daß sie der Probleme, die uns das Schwerefeld der Erde stellt, nicht Herr werden können, solange nicht jene typisch scholastische Einstellung mit ihrer Unterscheidung zwischen „normalen“ und „gestörten“ Schwerkraftwerten aufgegeben wird.

5. Kehrt man — wie bereits bemerkt — im Einklange mit der Theorie die Vorzeichen der Undulationen Ackerls um, so zeigt sich hinsichtlich der Verteilung der Hebungen und Senkungen des Geoids eine weitgehende Übereinstimmung mit den Ergebnissen Hirvonens. Nur hinsichtlich der Größe der Undulationen bestehen beträchtliche Unterschiede: Hirvonens Undulationen sind nämlich fast durchweg erheblich kleiner als Ackerls Undulationen.

Letzterer benutzte bekanntlich Schwerkraftwerte, die aus den Beobachtungswerten nach dem Reduktionsverfahren von Prey hervorgingen; Hirvonen führte die Reduktion nach der Freiluftformel durch. Da nur das Verfahren von Prey Randwerte des Geoids liefert, ging somit Hirvonen bei der Berechnung seiner Undulationen von Werten aus, die keine Randwerte des Geoids sind. Man kann natürlich keine richtigen Ergebnisse erwarten, wenn der zahlenmäßigen Lösung einer Randwertaufgabe Ausgangswerte zugrunde gelegt werden, die keine Randwerte sind*). Also verdienen nach Berichtigung des Vorzeichens nur Ackerls Ergebnisse über die Größe der Undulationen Vertrauen.

Immerhin scheint mir auf Grund meiner Ausführungen in den vorangehenden Abschnitten eine Einschränkung aus der Erwägung heraus am Platze, daß zufolge der Unsicherheit mancher von den verwendeten Schwerkraftbeschleunigungen größere Fehler systematischen Charakters in den Undulationen über ausgedehnteren Gebieten nicht ausgeschlossen sein dürften: selbstverständlich können jene unsicheren Werte der Schwerkraft auch die Größe, Form und Orientierung des Ackerlschen Niveausphäroids beeinflußt haben. Nicht übersehen sollte weiterhin werden, daß Ackerls Undulationen nur an wenigen Stellen — 600 m und darüber erreichen. Man kann daher sagen, daß die größten Undulationen ausgedrückt in Einheiten des mittleren Erdradius — unter α die Abplattung verstanden — etwa von der Ordnung $\pm 10 \alpha^2$ sind. In der bereits wiederholt erwähnten partiellen Differentialgleichung und in den Nebenbedingungen, die von der Funktion T erfüllt werden sollen, sind Größen von der Ordnung α^2 vernachlässigt. Es scheint

*) K. Ledersteger: Bemerkungen zu den Geoiden von Ackerl und Hirvonen. Zeitschr. f. Geophys. 10, 250 (1934).

mir zwar ganz unwahrscheinlich, daß hierdurch bei der numerischen Berechnung der Undulationen Fehler von der Ordnung $\pm 10 \alpha^2$ hervorgerufen werden könnten; sicherlich darf man aber Fehler bis zu $\pm 2 \alpha^2$ oder $\pm 3 \alpha^2$ in den numerischen Werten der Undulationen befürchten, ob man nun wie Ackerl die Reihenentwicklung oder wie Hirvonen die Stokessche Integraldarstellung von ζ benutzt; denn beide Lösungen sind ja nur verschiedene Formen einer und derselben partikulären Lösung jener partiellen Differentialgleichung. Man wird daher Undulationen unter 150 m kaum als gesichert ansehen können. Aus allen diesen Gründen möchte ich vor weitgehenden Schlüssen aus den bisher vorliegenden Ergebnissen warnen. Wie Ackerl bereits mehrfach betont hat, handelte es sich bei seinem rechnerischen Versuch vorerst nur darum, einerseits die numerische Ausführbarkeit des Verfahrens zu erproben und andererseits zu zeigen, daß die Undulationen größer sein dürften als in den letzten Jahren allgemein angenommen worden ist.

Ein detonierendes Meteor über dem Weserbergland am 2. Januar 1934

Von **Wilhelm Hartmann**, Hannover, Flugwetterwarte — (Mit 3 Abbildungen)

Am 2. Januar 1934 wurde um 18.58 Uhr über dem Weserbergland zwischen Detmold und dem Steinhuder Meer ein sehr lichtstarkes Meteor beobachtet. Mit einer Anfangsgeschwindigkeit von etwa 45 km pro Sekunde begann das Meteor in etwa 65 km Höhe zu erglühen. Wahrscheinlich teilte es sich gleich in zwei Teile. In steiler, etwa 110 km langer Bahn drang es nach Nordnordosten in die Erdatmosphäre ein, um in etwa 3 km Höhe nordnordöstlich der Stadt Rehburg zu explodieren. Der kleinere Teilmeteorit stürzte etwa 14 km vorher ab. — Die Bahn konnte aus Augenbeobachtungen berechnet werden. Die aufgetretenen Schallerscheinungen ließen sich mit der berechneten Bahn in gute Übereinstimmung bringen. — Nicht erklärt werden konnte ein während der Lichterscheinung auftretendes Zisch- und Brummgeräusch, das aber möglicherweise durch den mit kosmischer Geschwindigkeit in die Erdatmosphäre eindringenden Weltkörper als Schall höherer Ordnung von etwa 10 bis 20 km/sec erzeugt wurde, ähnlich wie die höheren Schallgeschwindigkeiten in der Nähe von Geschützen.

Am 2. Januar 1934 wurde um 18.58 Uhr über dem Weserbergland ein sehr helles Meteor beobachtet, das mit heftigen Schallerscheinungen zersprang. Eine Aufforderung der Flugwetterwarte Hannover in den Zeitungen um Mitteilung von Beobachtungen brachte etwas mehr als 40 Zuschriften, die unter sich allerdings ziemlich ungleichwertig waren. Die Bearbeitung dieser Angaben ließ den Vorgang in den Hauptzügen erkennen.

Beobachtungsgebiet. Die Beobachtungen der Lichterscheinungen erstrecken sich über ein ziemlich weites Gebiet, welches in der Ost—West-Richtung etwa 150 km Durchmesser hat. Die Nord—Süd-Erstreckung beträgt dagegen nur

58 km. In diesem Gebiet sind die 45 Beobachtungen ziemlich unregelmäßig verteilt. 42 liegen östlich der Mitte und damit auch der Bahn, nur 3 liegen westlich. Die Erklärung dieser Unregelmäßigkeit liegt in den Bewölkungsverhältnissen. Über dem Weserbergland waren größere Wolkenlücken, welche die Beobachtung gestatteten. Es wird ausdrücklich mehrfach betont, daß das Meteor aus Wolken trat und in Wolken verschwand. In der Gegend des Steinhuder Meeres war außerdem Bodennebel vorhanden, der offenbar am Rande noch Vertikalsicht zuließ, während er über dem Meere selbst und weiter nördlich sehr dicht gewesen sein muß. So ist es zu erklären, daß sowohl Aufleuchte- wie Erlöschepunkt — abgesehen von Fehlern in der Beurteilung der Himmelsrichtung bei Dunkelheit und ziemlich bewölktem Himmel — nicht immer miteinander in Übereinstimmung sind.



Fig. 1. Beobachtungspunkte (+) und Bahnprojektion

von Detmold, die nördlichsten häufen sich im Gebiet südlich des Steinhuder Meeres. Bezeichnend für die außerordentliche Helligkeit der Erscheinung ist die Tatsache, daß trotz diesigen Wetters das Meteor über 70 km weit gesehen wurde (Fig. 1).

Die Lichterscheinungen. Alle Beobachter bis auf einen sind durch eine außerordentliche Helligkeit des Himmels aufmerksam geworden. Sie sahen dann meist hoch über sich mit großer Schnelligkeit und leuchtendgrüner Farbe einen etwa vollmondgroßen Körper durch die Wolken ziehen und zum Teil darin verschwinden. Alle sahen einen mehr oder minder langen Schweif, der aber rasch erlosch. Von jedem Beobachter wird die außerordentlich kurze Dauer der Erscheinung hervorgehoben und die Zeit mit erstaunlicher Übereinstimmung zwischen 1.5 und 5 Sekunden geschätzt angegeben. Nur einer schätzt die Zeit auf 10 bis 15 Sekunden. Da eine gewisse Reaktionsträgheit anzunehmen ist, bis eine hoch am Himmel vor sich gehende Erscheinung ins Auge gefaßt wird und außerdem in der Erinnerung die Zeitdauer von schnellen Vorgängen wohl meist etwas zu kurz geschätzt wird, ist der Wert von 5 Sekunden wohl der wahrscheinlichere.

Nicht überall wird die Farbe als rein grün angegeben. Vielmehr zeigen die Farben einen deutlichen Zusammenhang mit dem Abstand von der Bahn und dem Verlöschepunkt. Von 70 km bis zu 30 bis 40 km wird beiderseits der Bahn die weiße bis blaue Farbe angegeben. Dadurch, daß ein Beobachter bei Auftauchen des Meteoriten aus Wolken die vorher als blau bezeichnete Farbe nunmehr als weiß angibt und auch die übrigen, die blau und weißblau beobachteten, einheitlich angeben, daß der Meteorit durch Wolken gesehen wurde, sind diese Farben wohl als Absorptionseffekt bei großem Abstand und vorhandener leichter Bewölkung zu erklären. Der Beobachter mit dem weitesten Abstand (84 km) gibt weiß als Farbe an.

Die Beobachter, welche dem Verlöschepunkt am nächsten waren, geben gelblich-grün und Übergang in Gelb, Gelbrot und Rot („wie ein Autolicht“) an. Daß nicht alle nahen Beobachter diese Farbänderung feststellen konnten, liegt daran, daß manchen die Übersicht über den letzten Teil der Flugbahn fehlte. Ferner liegt eine eindeutige Rotangabe für den höheren Teil der Flugbahn aus Bückeburg vor. Diese Angabe kann aber auf keinen Fall stimmen, da in diesem Teil der Flugbahn alle übrigen Grün als Farbe angeben. Es liegt also vielleicht eine Täuschung infolge Farbblindheit vor.

Die Schallerscheinungen. Das Gebiet der Schallerscheinungen ist weniger ausgedehnt als das der Lichterscheinungen. Seine Ostgrenze zieht sich durch Hannover, im Westen sind in Dielingen, 30 km nordöstlich von Osnabrück, noch Schallerscheinungen beobachtet worden. Die Ausdehnung des Schallgebietes beträgt in der Ost—Westrichtung etwa 90 km, in der Nord-Südrichtung etwa 60 km. Das gesamte vom Schall überdeckte Gebiet beträgt mindestens 2800 qkm. Allerdings sind die gemeldeten Geräusche sehr verschieden. Von leisem Zischen bis zur donnerartigen Detonation werden alle Stufen durchlaufen. Der Versuch, die Geräusche zu trennen, muß bei der Verschiedenheit der Ausdrucksweise notwendig mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sein. Am einfachsten ist die Auseinandertrennung in Geräusche während des Aufleuchtens und nach dem Erlöschen. Die letzteren zerfallen wieder in Knalle und donnerartige Schallerscheinungen von längerer Dauer.

Es ist auffallend, daß 10 von 25 Beobachtern zischende und brummende Geräusche während der Lichterscheinungen gehört haben. An einem Ort wird sogar von einem Klirren der Fenster während des Vorüberfluges gesprochen. Die Zischgeräusche umsäumen den Ostrand des Hörgebietes bis etwa 25 km Abstand. In unmittelbarer Nähe der Bahnprojektion wird Brummen wie bei niedrigfliegenden Flugzeugen, Klirren der Fenster und in einem Falle ein durch zweifache Beobachtung bestätigtes „Klopfen“, anscheinend vom Boden her, während des Aufleuchtens berichtet. In letzterem Falle ist das Meteor überhaupt nicht direkt gesehen worden, da Nebel herrschte.

Die nach dem Erlöschen auftretenden Geräusche sind meist als Knall mit darauffolgendem Rollen beschrieben, doch melden einige Beobachter auch das

Umgekehrte. Ferner ist an manchen Stellen kein Knall, sondern nur mehr oder weniger starkes Rollen wie Donner festgestellt worden. Die Intensität verstärkt sich in der Richtung auf den Verlöschepunkt am Steinhuder Meer. Dort wurden doppelte bis dreifache Knalle („Krachen“) wahrgenommen. Diese Geräusche waren so stark, daß Personen, die nur die letzte Phase des Verlöschens, das unter Funkensprühen vor sich ging, beobachtet hatten, den Eindruck einer großen Explosion in Richtung Nienburg gewannen.

Während die Zeit des Aufleuchtens einigermaßen sichersteht, ist der zeitliche Abstand der Schallerscheinungen von dem Aufleuchten von den meisten nur geschätzt worden. Nur ein Beobachter in Bad Nenndorf gibt die Zeit auf etwa 10 Sekunden genau an. Es ist aber einwandfrei festzustellen, daß der zeitliche Abstand von Aufleuchten und Schall nach dem Verlöschepunkt zu rasch abnimmt, so daß in Hagenburg südlich des Steinhuder Meeres nur noch 30 Sekunden dazwischen liegen. Wir werden auf diese Tatsache noch später eingehen.

Die Flugbahn. A. Berechnung aus den Augenbeobachtungen. Aus einigen Angaben der Aufleuchterichtung und der Richtung des Verlöschepunktes konnte zunächst einmal die Bahnprojektion ermittelt werden. Im ganzen standen für den Aufleuchtepunkt sechs Beobachtungen, für den Verlöschepunkt fünf Beobachtungen zur Verfügung. Eine Reihe weiterer Beobachtungen konnte, obwohl sie sonst recht gut waren, keine Verwendung finden, da sie offensichtlich den Austritt aus der Bewölkung oder das Verschwinden darin festgestellt hatten. Die Beobachtungsrichtungen konvergieren gut nach zwei Punkten, von denen der südliche, der Aufleuchtepunkt, etwa 6 km westnordwestlich von Detmold liegt. Der Verlöschepunkt muß nach den vorliegenden Angaben etwa 4 km nordnordöstlich der Stadt Rehburg, westlich des Steinhuder Meeres liegen. Die Länge der Bodenprojektion beträgt ziemlich genau 70 km.

Von den wahren Bahnpunkten konnten außerdem noch drei Punkte nachträglich mit Kompaß und Pendelquadrant vermessen werden. Zwei Punkte wurden in Hannover auf diese Weise festgelegt und einer, der Verlöschepunkt in Bad Nenndorf, südsüdöstlich des Steinhuder Meeres. Da die Messungen in Hannover sowohl Aufleuchtepunkt als auch einen Verschwindepunkt ergaben, konnte aus beiden bereits die Bahn in erster Annäherung als Gerade berechnet werden. Eine Höhenangabe von Bückeburg, die zwar nicht sehr genau war, aber doch den Ausschluß anderer Bahnen ermöglichte, ergab gute Übereinstimmung mit dieser Bahn. Die Vermessung des angegebenen Verlöschepunktes von Bad Nenndorf aus ergab noch eine weitere Kontrollmöglichkeit.

Aus den Beobachtungen von Hannover ergibt sich als Aufleuchtehöhe $h_1 = 65$ km, als Verschwindehöhe $h_2 = 12.8$ km. Dieser Punkt liegt über km 56.6 der Bahnprojektion. Verlängert man diese Bahn gerade weiter, so trifft sie bei km 70.4 der Bahnprojektion den Erdboden. Die Angaben von Bad Nenndorf ergeben für die Richtung des Verlöschens bzw. des eindeutigen Zerspringens N 25° W. Diese Richtung schneidet die Bahnprojektion bei km 70.4!

Die Höhe des Zerspringepunktes ließ sich aus der Beobachtung zu Bad Nenndorf zu höchstens 3 km feststellen. Er liegt also über der vorher berechneten Bahn! Wie wir jedoch sehen werden, liegen Beobachtungen vor, die diese Abweichungen erklären lassen.

Von sechs Stellen liegen Berichte vor, daß der Meteorit aus zwei etwas verschieden großen Stücken bestand, von denen das kleinere hinter dem größeren herflog. Ob das schon von Anfang an der Fall war, läßt sich nicht feststellen. Der Abstand dieser Stücke muß sich an einer bestimmten Stelle erweitert haben, schließlich löste sich, wie an zwei um 13 km voneinander entfernten Stellen festgestellt wurde, ein Stück ab und fiel rötlich glühend verlöschend abwärts. Es dürfte dies der zweite Teil des Meteors gewesen sein, denn von der einen Stelle wird ausdrücklich betont, daß der andere Teil unverändert seine Bahn fortsetzte.

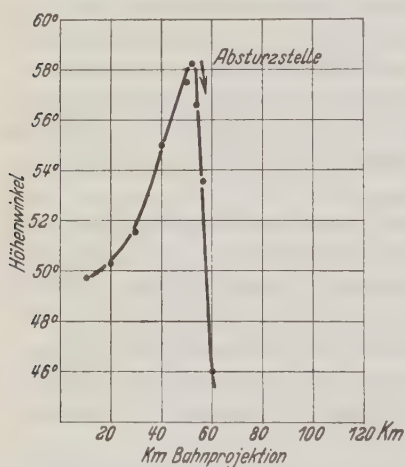


Fig. 2. Höhenwinkel des Meteors von Lindhorst (Schaumburg-Lippe) aus (berechnet)

Da der Höhenwinkel sich schon um ein beträchtliches Stück ändern muß, bis diese Änderung auffällt, liegt die Ablösungsstelle jedenfalls noch näher an km 56.8 heran, als es nach diesen Angaben scheint.

Mit der Ablösung dieses Stückes mußte nun, da der Schwerpunkt der Gesamtmasse seine Bahn fortsetzte, die Abweichung des herabfallenden Teiles von der Flugbahn unterhalb der Schwerpunktsbahn die Abweichung der weiterfliegenden Massen oberhalb der Schwerpunktsbahn herbeiführen.

Das zweite Stück ist dann ungefähr 3 km oberhalb Punkt km 70.4 der Bahnprojektion in Stücke zersprungen.

Die gesamte Flugbahn beträgt etwa 110 km. Da diese Strecke in etwa 5 sec zurückgelegt worden ist, ist die mittlere Geschwindigkeit etwa 22.5 km pro sec gewesen. Die Eintrittsgeschwindigkeit in 65 km Höhe dürfte dann etwa 45 km/sec betragen haben.

Diese Teilungs- und Absturzstelle läßt sich aus zwei Angaben feststellen. Der erste Beobachter gibt an, daß sich der Absturz senkrecht über der Straße Barsinghausen (Deister)—Bad Nenndorf vollzog. Die angegebene Richtung schneidet die Bahnprojektion bei km 56.8. Aus der Angabe aus Lindhorst, daß das zweite Stück nach der Erreichung des höchsten Punktes sich abgetrennt habe, läßt sich die Stelle ebenfalls bestimmen. Zu diesem Zweck wurde aus der Bahnkurve und dem Abstand der Höhenwinkel berechnet. Das Maximum, hinter dem ein steiler Abfall des Höhenwinkels erfolgt, liegt bei km 52 der Bahnprojektion. Der Absturz des zweiten Teiles muß also kurz hinter km 52 erfolgt sein (Fig. 2).

B. Beziehungen der Schallerscheinungen zur Flugbahn. Die Schallerscheinungen können zu einer gewissen Kontrolle der Flugbahn dienen. Wir sehen dabei von einer Verwendung der Geräusche während des Aufleuchtens ab. Sie sind ziemlich gesetzmäßig in ihrer Geräuschstärke verteilt und haben die Eigenart, als Zischen, Rauschen, in größerer Nähe als Brummen bezeichnet zu werden. Sie können als eigentliche Schallerscheinung nicht in Frage kommen, da sie eine Schallgeschwindigkeit von 10 bis 20 km/sec ergeben würden! Es ist allerdings überraschend, daß sie mit Annäherung an die Bahn eine ganz deutliche Verstärkung erfahren; wofern man nicht annehmen will, daß bei Auftreffen von Weltkörpern auf die Erdatmosphäre mit kosmischer Geschwindigkeit ähnlich wie bei Geschützabschüssen, Schallwellen höherer Geschwindigkeit auftreten, die in der Größenordnung der Geschoßgeschwindigkeit nahekomen, so muß man sie als Sinnestäuschungen betrachten. Eine Entscheidung darüber müßte an Hand eines größeren Materials und mit Hilfe der Gesetze der Schallausbreitung in der Erdatmosphäre erfolgen, da diese fast gleichzeitig mit den Lichterscheinungen auftretenden Geräusche den Rand des normalen Schallgebietes noch umsäumen.

Die übrigen Schallerscheinungen lassen sich in zwei Arten unterteilen. Es gingen einmal Geräusche von der Bahn aus und zweitens ist bei der Explosion des Restmeteoriten eine heftige Schallerscheinung aufgetreten, die als Knall empfunden wurde. Die von der Flugbahn ausgehenden müssen der Art ihrer Entstehung nach ein rollendes Donnern gewesen sein, das mit kurzem Anschwellen seine Höchststärke erreichte, um dann langsam abzunehmen. Die verschiedenen Beobachter müssen diese verschiedenen Geräusche in ganz verschiedenem Abstand wahrgenommen haben. In einem gewissen Umkreis um den Explosionspunkt muß bei der Steilheit der Bahn auch der Knall vor oder wenigstens gleichzeitig mit den Geräuschen der Bahn eingetroffen sein. Zu diesem Zwecke wurde in Tabelle 1 (S. 294) der Abstand des Beobachtungspunktes von dem nächsten Bahnpunkt und vom Explosionspunkt angegeben und gleichzeitig die berechneten und beobachteten Eintrittszeiten des Bahngeräusches und Explosionsknalles.

Um nicht zu große Differenzen eingehen zu lassen, wurde die Schallgeschwindigkeit für die verschiedenen Bahnpunkte mit Hilfe des extrapolierten Flugzeugaufstieges von Hamburg ermittelt. Die Extrapolation über 5000 m hinaus ergibt für 10000 m eine Temperatur von -50° . Bis zu 60 km Höhe ist dann Isothermie angenommen. Als mittlere Schallgeschwindigkeit ergibt sich für die einzelnen Bahnpunkte die in Tabelle 2 (S. 294) dargestellte Wertereihe. Mit diesen Werten wurde die Laufzeit des Schalles berechnet.

Die Laufzeitkurve in Abhängigkeit von dem nächsten Bahnpunkt ist in Fig. 3 dargestellt. Sie stellt deshalb nicht genau eine Gerade dar, da die mittlere Geschwindigkeit des Schalles infolge der Steilheit der Bahn um etwa 7% sich ändert. Die Abweichungen sind allerdings gering. In der Figur sind außerdem noch die Beobachtungen selbst eingetragen, die natürlich als geschätzte und vielfach wohl nur in der Erinnerung grob bewahrte Größen starke Schwankungen

Tabelle 1

Abstand vom nächsten Punkt der Flugbahn und dem Explosionspunkt
Berechnete und beobachtete Zeitdifferenz zwischen Aufleuchten und Schallerscheinung

Beobachtungsort	Abstand		Berechnete Schallzeit		Beobachtete Schallzeit		Geräuschbeobachtung
	von der Flugbahn km	von dem Sprengpunkt km	von der Flugbahn sec	von dem Explosions- punkt sec	von der Flugbahn sec	von dem Explosions- punkt sec	
1. Wennigsen (Deister) . .	34.6	24.6	109	75	(?)	60	Knall, dann Rollen
2. Hannover	34.6	34.6	105	105	30 (?)	(?)	
3. Bornum	31.3	32.3	95	98	150	(?)	
4. Hagenburg	10.5	9.5	32	29	> 30	30	Dreimaliges Krachen, dann langes Rollen
5. Barsinghausen	24.0	26.2	75	80	60	(?)	
6. Bad Nenndorf	18.3	19.0	58	58	60	61 (?)	Knall und Rollen gehen ineinander über
7. Lindhorst	14.9	16.0	47	49	3 (?)	(?)	
8. Nienstedt	29.2	32.0	93	97	125 (?)	120	
9. Stadthagen	19.2	21.0	62	64	(?)	60	
10. Röhsehof bei Obernkirchen	23.0	24.0	74	73	180	180	Knall, dann Rollen
11. Haste	17.0	18.0	53	54	25	20	
12. Bückeburg	28.0	31.0	91	94	(?)	(?)	
13. Limmer bei Hannover . .	25.0	25.0	75	75	45	(?)	
14. Gr. Berkel bei Hameln . .	44.5	47.5	142	148	(?)	120	

Tabelle 2

Mittlere Schallgeschwindigkeit für verschiedene Höhenschichten

Höhe des Bahnpunktes km	Mittlere Schallgeschwindigkeit bis zum Erdboden m/sec	Höhe des Bahnpunktes km	Mittlere Schallgeschwindigkeit bis zum Erdboden m/sec
60	303	10	318
40	305	5	326
30	307	3	330
20	311		

zeigten. Es ist aber festzustellen, daß die Beobachtungen, bei denen eine Zeitangabe vorliegt, wie in Bad Nenndorf (km 18.6), wo der Beobachter, der naturwissenschaftlich interessiert ist, die Uhr zog, die Zeitangabe auf 2 Sekunden übereinstimmt! Ebenso gut ist die Übereinstimmung bei Hagenburg (km 10.5), wo aus dem zurückgelegten Weg die Zeit zwischen dem Aufleuchten und dem Krachen zu 30 Sekunden bestimmt wurden, während die Rechnung 29 Sekunden ergibt. Andere Beobachtungen, besonders aus Hannover, die sonst gut waren, zeigen allerdings erhebliche Abweichungen (statt 105 nur 30 Sekunden!), doch ist natürlich eine Zuordnung wegen der oft zahlreichen Stadtgeräusche schwierig. Im allgemeinen sind aber die Beobachtungen so um die berechnete Kurve verteilt, wie sie etwa sein müßten, wenn es sich um zufällige Fehler handelte.

Wir haben aber noch ein Kriterium für die Güte der Beobachtungen bzw. die Genauigkeit der aus den Augenbeobachtungen errechneten Bahn. Infolge der verschiedenen Lage der Beobachtungspunkte zur Bahn und zum Explosionspunkt mußte bei einigen der Schall der Explosion (Knall!) vor dem Bahngeräusch (Donner!) eintreffen. Aus der Bahn ergibt sich, daß dies für den Beobachter in Wennigsen (Deister), Hagenburg und Oberkirchen der Fall gewesen sein muß. Für Bad Nenndorf ergibt sich Gleichzeitigkeit von Bahngeräusch und Knall der Explosion.

Die Beobachtung stimmt mit dieser Rechnung gut überein. Hagenburg berichtet einwandfrei zuerst den Knall, dann noch zweimal Krachen in 2 Sekunden Abstand und darauf erst langanhaltendes Rollen wie Donner. Ebenso haben Oberkirchen und Wennigsen den Knall vor dem Donnern wahrgenommen. Dagegen hat der Beobachter in Bad Nenndorf zuerst Donnern, dann einen dumpfen Knall gehört; leider fehlt hier die Zeitangabe zwischen Donnerbeginn und Knall. Für die übrigen Punkte traf der Explosionsknall ein, als bereits der von der Bahn stammende Donner die Beobachter erreicht hatte, so daß er von diesen nicht immer unterschieden wurde, wenn etwa die Entfernung zum Explosionspunkt zu groß wurde.

Die Größe des Meteoriten. Es liegen eine ganze Reihe von Größenschätzungen des Meteoriten vor, die bis auf einige, die als Größe den hochstehenden Vollmond

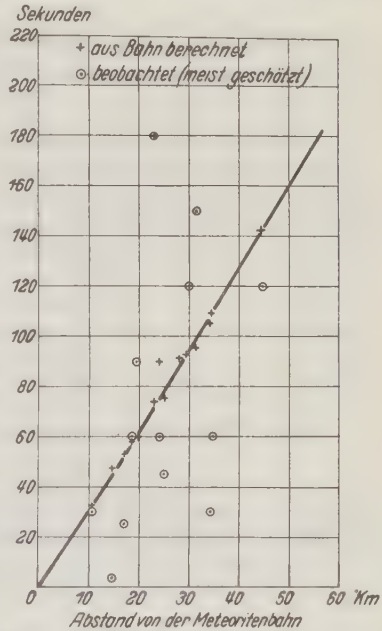


Fig. 3. Laufzeit des Schalles

angaben, unbrauchbar waren. Nehmen wir als beste Beobachtung die Größe des halben Vollmonddurchmessers, so erhalten wir, wenn wir etwa 50% als Überstrahlungseffekt ansehen, etwa 10 m. Da beide Teile durch einen Zwischenraum getrennt waren, der offenbar die Größenordnung des Meteoriten gehabt hat, reduziert sich der Durchmesser des vorderen Teilmeteoriten auf etwa 4 m, des hinteren auf etwa 2 m. Wieviel davon noch abgeschmolzen ist, entzieht sich unserer Kenntnis. Immerhin ist es möglich, daß sowohl von dem zuerst abgestürzten Teil und auch von dem zweiten Teilmeteoriten größere Stücke auffindbar sind.

Mutmaßliche Lage der beiden Teilmeteoriten. Nach den vorliegenden Beobachtungen über den Absturz des Teilmeteoriten oberhalb km 56 der Bahnprojektion muß dieser Teil in den Nordteil des Schaumburgerwaldes zwischen Wiedensahl und der Oberförsterei Spiesingshol gestürzt sein.

Der Restmeteorit explodierte in der Nähe des Punktes 57 etwa 3.9 km nordnordöstlich der Stadt Rehburg westlich des Steinhuder Meeres. Falls er nicht in ganz kleine Trümmer zersprungen ist, müßten dort oder etwas weiter nordnordöstlich in der Fortsetzung der Flugbahn Teile des Meteoriten gefunden werden.

Der Meteorfall bei Stadt Rehburg am 2. Januar 1934

Von **W. Trommsdorff**, Göttingen — (Mit 1 Karte)

Zur Bergung des am 2. Januar 1934 nordöstlich der Stadt Rehburg am Steinhuder Meer gefallenen Meteors wurden vom Verfasser an Ort und Stelle Nachforschungen angestellt. Der Fallpunkt wurde ermittelt; die Bergung des Meteoriten aber war nicht möglich, weil der Fallpunkt in teilweise sumpfigem und moorigem Gelände liegt.

Am 5. Januar erhielt der Verfasser von Herrn Prof. V. M. Goldschmidt den Auftrag, den nach Zeitungsmeldungen am Dienstag, den 2. Januar über dem Wesertale bei Rinteln beobachteten Meteorfall durch Nachforschungen an Ort zu untersuchen und, wenn möglich, den Meteoriten für die Sammlung des mineralogischen Instituts der Universität Göttingen zu bergen.

Die Nachforschungen an Ort und Stelle begannen am 6. Januar morgens und wurden bis zum 8. abends fortgesetzt. Sie führten nicht zur Auffindung des Meteoriten, ergaben aber ein Bild von den wahrgenommenen Erscheinungen, ließen die Bahn des Meteoriten rekonstruieren und den Fallpunkt auf ein Gebiet von 1400×1600 m beschränken.

Die Augenzeugen konnten persönlich vernommen werden, ihre Eindrücke waren zur Zeit der Vernehmung noch frisch (Zeit des Falles: 2. Januar 1934 zwischen 18.57 und 18.59 Uhr. Zeit der Vernehmung: 6. Januar 1934, 8.20 Uhr bis 8. Januar 1934 11.30 Uhr, also 86 bis 136 Stunden später).

Die Vernehmungen wurden so vorgenommen, daß der betreffende Zeuge seine Aussagen an der Stelle machte, an der er die Erscheinungen wahrnahm.

a) Er wurde befragt über das Wetter, insbesondere die Sicht und die Himmelsbedeckung zur fraglichen Zeit.

b) Er wurde befragt über die Lichteindrücke. Die Lichteindrücke wurden nach Möglichkeit lokalisiert. Die Erscheinung verschwand hinter dieser Baumgruppe. Oder z. B. in Fuhlen: „Die leuchtende Bahn schnitt den Kirchturm in der Höhe der Schallöcher, verlief geneigt und verschwand hinter jenem Haus.“ Aus solchen Angaben war zu entnehmen:

Die Richtung einzelner Bahnpunkte.

1. Das Azimut durch Anpeilen der Gegenstände, mit denen die Bahnpunkte in Beziehung gebracht wurden.

2. Die Höhe durch Ermittlung der angegebenen Höhenwinkel mittels eines Markscheiderkompasses (Vorrichtung zum Messen des Schichteinfallens).

Diese Angaben, insbesondere das Azimuth des Verschwindpunktes (der Punkt der Meteorbahn, an dem der Meteor verschwindet) wurden in eine Karte 1:100000 an Ort und Stelle eingetragen.

Es wurde der Zeuge befragt über die Schalleindrücke. Schallerscheinungen wurden von den Zeugen stets später wahrgenommen als die Lichteindrücke. Es wurde vor allem versucht, das Zeitintervall zwischen den Licht- und Schallerscheinungen zu ermitteln. Diese Ermittlung geschah teils direkt:

„Wieviel Sekunden vergingen vom Aufleuchten bis zum Beginn des Donnerns?“

Teils indirekt: „Versuchen Sie genau sich der Zeitspanne zu erinnern zwischen dem Auftreten der Lichterscheinung und dem Beginn des Donnerns?“ Abstoppen dieser Zeit mit der Stoppuhr. Im Süden über dem Wesertal war diese Zeitspanne so groß, daß die Zeugen, nachdem sie die Lichterscheinung gesehen, weitergingen und später von dem Schall erschreckt wurden.

Die beiden Punkte des zurückgelegten Weges, 1. der Punkt an dem die Lichterscheinung beobachtet wurde und 2. der Punkt, an dem der Donner gehört wurde, waren meist gut dem Gedächtnis eingeprägt. Die Wegstrecke zwischen diesen Punkten wurde dann von den Zeugen möglichst in derselben Geschwindigkeit wie zur Zeit des Meteorfalls zurückgelegt, die dafür benötigte Zeit mit der Stoppuhr gestoppt.

In die Karte 1:100000 wurden nach den Angaben der Zeugen folgende Eintragungen gemacht:

1. Beobachtungspunkt (laufend numeriert mit römischen Ziffern).
2. Zahl in arabischen Ziffern (Anzahl der Sekunden zwischen Licht- und Schallerscheinung).
3. Gestrichelte Pfeile, gepeiltes Azimut nach einzelnen Bahnpunkten.
4. Zahlen an gestricheltem Pfeil (Höhenwinkel zu einzelnen Bahnpunkten).

5. Ausgezogene Pfeile. Gepeilte Azimute zu den Verschwindpunkten.

6. In einem Kreis die auf Wetterkarten üblichen Zeichen für Himmelsbedeckung.

Gleichzeitig wurden alle gesammelten Bekundungen in einer Tabelle zusammengestellt.

Die Untersuchung wurde im Wesertale ostwärts Rinteln begonnen, wo nach den Zeitungsmeldungen der Meteorfall stattgefunden haben sollte. Die Bekundungen der Zeugen und das inzwischen von den Herren der Weserzeitung in Rinteln in ausgezeichneter Weise gesammelte reiche Beobachtungsmaterial wiesen nach Norden. Um den Fundpunkt einzukreisen, wurde die Untersuchung 50 km nördlich in Nienburg an der Weser fortgesetzt und dort eine sehr wichtige Bekundung, die nach Süden wies, gesammelt. Der Beobachter in Nienburg hatte in der Verlängerung der Bahn des Meteoriten gestanden. Für ihn fiel der Meteor am Südhimmel nahezu senkrecht herunter. Wichtig waren die gut reproduzierbaren Angaben über die Höhenwinkel der Bahnpunkte, an denen sich Teile des Meteors ablösten. Von Nienburg ging die Untersuchung weiter nach Stolzenau, Leese, Loccum, Stadt Rehburg, Winzlar, Bad Rehburg, Wölpinghausen, Bergkirchen, Stadt Rehburg, Mardorf, Forst Rehburg.

Das Ergebnis der Untersuchung ist eine gute Übereinstimmung der Zeugen aussagen, sowohl in der Art der geschilderten Erscheinungen als auch in der zahlenmäßigen Ausdeutung der Meteorbahn.

Das Wetter zur Zeit der Beobachtung.

Rinteln bis 6.30 Uhr Regen, bewölkt, geringe Wolkenhöhe, diesig. Beobachtete Lichterscheinungen: Flackerndes Aufleuchten am Himmel, nicht lokalisierbar.

Strücken, Fuhlen: $\frac{3}{4}$ bedeckter Himmel. Meteorbahn sichtbar.

Obernkirchen: Bedeckter Himmel, diesig, Sprühregen.

Winzlar, Stadt Rehburg, Bad Rehburg, NW-Ufer des Steinhuder Meeres: Nebbig, Sprühregen.

Bergkirchen: $\frac{3}{4}$ bedeckt, Meteorbahn teilweise sichtbar.

Loccum: $\frac{1}{2}$ bedeckt, Meteorbahn teilweise sichtbar.

Leese-Stolzenau: Bedeckter Himmel, Sprühregen.

Nienburg a. d. Weser: $\frac{1}{2}$ bedeckt, nach S teilweiser Durchblick.

Zusammenfassend. Allgemein niedrige Wolken, teils Nebel, diesig, Sprühregen, Bedeckung $\frac{1}{1}$ bis $\frac{1}{2}$. Besonders in der Gegend des Falles, NW-Ufer des Steinhuder Meeres Nebel.

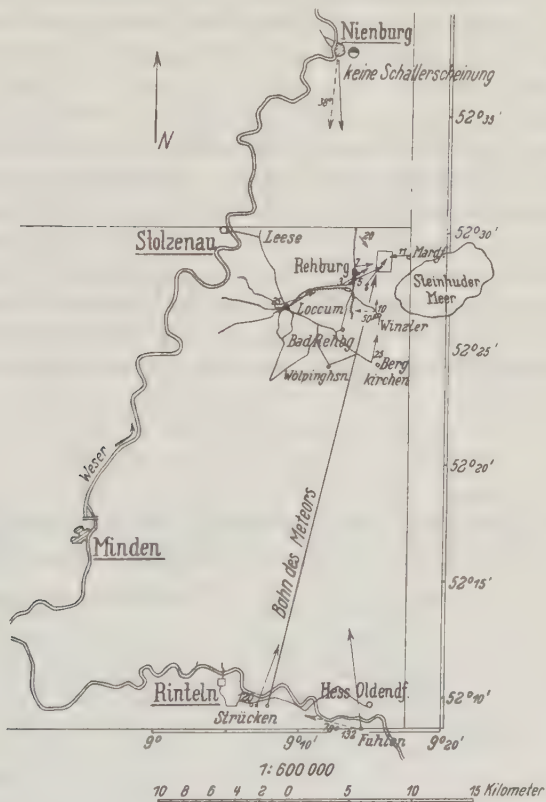
Lichterscheinungen. Dauer 3 bis 10 Sekunden. Beginnend mit plötzlicher allgemeiner Himmelselligkeit, unruhiges flackerndes Licht, allmählich abklingende Helligkeit, Farbe weiß.

Wo Meteorbahn gesichtet: Helle Kugel (gelbweiß, rötlich) mit Schweif. Später Abspringen von 2 (3) Stücken.

Schallerscheinungen. Dauer bis 40 Sekunden. Heftigkeit abklingend von Süden nach Norden. Im Süden bei Strücken, Fuhlen, Rinteln, Hess. Oldendorf. Kanonenschußartiger Knall. Zittern von Fensterscheiben. Starker allmählich abklingender Donner. Eine Bekundung, das zischende Herabfallen eines Steines in die Weser bei Fuhlen betreffend, erwies sich bei näherer Befragung als hinzugeichtet.

Obernkirchen: Starker Donner allmählich abklingend.

Winzlar: Starkes Rauschen, später Donnern.



Stadt Rehburg: Starkes Rauschen, Donnern, später (20 sec) in einzelne starke Knalle übergehend.

Loccum: Starker Donner.

Nienburg a. d. Weser: Keine Schallerscheinung.

Außer im Wesertale, wo auch in den Wohnungen und in geschlossenen Räumen der Schall und die Lufterschütterung wahrgenommen wird, sind die Schallwahrnehmungen nur im Freien gemacht worden.

Die Bahn des Meteors ist gegeben durch folgende Punkte: A. $52^{\circ} 10'$ nördl. Breite und $9^{\circ} 7'$ östl. Länge (± 2 km Fehler in jeder Richtung), 35000 m Höhe (± 5 km Fehler). B. $52^{\circ} 29'$ nördl. Breite ($- 800$ m Fehler), $9^{\circ} 17'$ östl. Länge (± 700 m Fehler), etwa 40 m über NN. Ein Teil des Meteors, der abgesprungen ist, liegt auf $52^{\circ} 28.5'$ nördl. Breite ($+ 1000$ m) und auf $9^{\circ} 13'$ östl. Länge (± 1000 m). Die Geschwindigkeit des Meteors läßt sich nur sehr angenähert schätzen. Sie mag für das beobachtete Bahnstück 4 km/sec im Mittel betragen haben.

Der Meteorit konnte nicht aufgefunden werden, die Gegend ist sumpfig, teilweise Moor mit offenen Wasserlöchern. Die Hoffnung, daß arbeitende Bauern den Meteoriten finden, ist gering. Die vielen Findlinge der Diluviallandschaft lassen irgendeinen fremdartigen Gesteinsbrocken nicht als etwas Außergewöhnliches erscheinen.

Den Zeugen aus allen Berufsklassen, Lehrer, Rechnungsbeamte, Polizeibeamte, Bauern, Arbeiter und Frauen, gebührt für die genau und ruhig abgegebenen Zeugenaussagen Anerkennung und Dank. Die Bestimmtheit der Aussagen, die Schärfe der Beobachtung bei meist im wissenschaftlichen Beobachten nicht geschulten Zeugen, war erstaunlich und gab einen starken Eindruck von der Güte der Volksschulbildung und von der ruhigen zu kritischer Beobachtung geeigneten Veranlagung der Bevölkerung. Herrn Prof. Goldschmidt bin ich zu tiefem Dank verpflichtet für die bereitwillige Hergabe von Mitteln für die Untersuchung.

Die vorstehende Karte gibt nur einen Auszug der wichtigsten der ausgewerteten Beobachtungen wieder.

Vergleich zwischen der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung über Grönland und über Deutschland

Von **K. Wölken**, Göttingen — (Mit 4 Abbildungen)

Der Verfasser hat mit einer Ionisationskammer nach Kolhörster die Intensität der Ultrastrahlung auf dem Inlandeise von Grönland bis zu 3 km Höhe und bei Flugzeugaufstiegen über Deutschland bis zu 6 km Höhe gemessen. Zu beiden Meßreihen wurde der gleiche Apparat benutzt. Diese Werte werden mit denen verglichen, die G. A. Suckstorff aus zahlreichen Flugzeug- und Ballonaufstiegen über Deutschland abgeleitet hat. Suckstorff benutzte dazu einen Apparat vom gleichen Typ.

Einleitung. Als Teilnehmer an der „Deutschen Grönland-Expedition Alfred Wegener“ hatte ich Gelegenheit, außerhalb des eigentlichen Expeditionsplanes Messungen der kosmischen Ultrastrahlung mit einer Ionisationskammer nach Kolhörster vorzunehmen. Das gewonnene Material wurde in Bd. I der „Wissenschaftlichen Ergebnisse“*) im einzelnen veröffentlicht. Diese Messungen erstrecken sich über einen Bereich von 56 bis 71° nördl. Breite bzw. 68 bis 83°

*) Wissenschaftliche Ergebnisse der „Deutschen Grönland-Expedition Alfred Wegener 1929 u. 1930/31“, S. 138. Leipzig, F. A. Brockhaus, 1933.

geomagnetischer Breite und 0 bis 3000 m Höhe. Die Meßpunkte in Grönland liegen auf einem 400 km langen Profil, das parallel zum geographischen Breitenkreis $70^{\circ} 10' N$ von der Westküste bis zur Station Eismitte auf $71^{\circ} 10' N$ und $40^{\circ} 0'$ westl. Länge führt. Die Punkte bis 1000 m Höhe liegen am äußersten Rande des Inlandeises, das nächste nicht von Eis bedeckte Gestein war 1 bis 2 km vom Meßapparat entfernt und außerdem zur Meßzeit stark verschneit, so daß merkliche direkte radioaktive γ -Strahlung (Erdstrahlung) den Apparat nicht erreichen konnte. Die höhergelegenen Meßpunkte befinden sich auf dem Inlandeise in 60 bis 400 km Abstand von den Küstenbergen und vom Felsuntergrund durch eine über 1000 m mächtige Eisschicht getrennt. Zur Beschreibung der meteorologischen Bedingungen sei noch bemerkt, daß die Tauwettergrenze (Wasserwolken mit Salzkernen) in diesem Gebiet bis etwa 2 km Höhe reicht.

Ein Einfluß der Breite auf die Intensität im Meeresniveau war nicht erkennbar, ebensowenig, wie ein Einfluß des Polarlichtes^{*)**)}. Das Ergebnis wird bestätigt durch die Messungen von A. Dauvillier^{***)} an der grönländischen Ostküste am Scoresbysund während des internationalen Polarjahres 1932/33. Auf den Schlittenreisen in das zentrale Inlandeisgebiet konnte ich die Intensitätszunahme bei abnehmendem Luftdruck bis zu 518 mm Hg (3000 m) verfolgen. Ich will nun diese Wertereihe mit zwei Reihen vergleichen, die bei Flugzeugaufstiegen über Norddeutschland gewonnen worden sind. Eine Aufstiegsreihe wurde von mir selbst 1928 mit demselben Apparat gemessen, den ich in Grönland benutzte. Sie ist aus drei Aufstiegen zusammengesetzt. Die andere Reihe wurde aus zahlreichen Aufstiegen über Berlin und der Ostsee von G. A. Suckstorff^{†)} gewonnen. Sie ist zuverlässiger als meine eigene Aufstiegsreihe; als Meßinstrument wurde ebenfalls eine Kolhörstersche Ionisationskammer vom gleichen Typ verwendet.

Das Material. Die Konstanten der beiden Apparate sind:

	Wölcken	Suckstorff
Ionisationskammer nach Kolhörster,		
Fabriknummer.	5403	5611
Wirksames Luftvolumen	4200 cm ³	4130 cm ³
Kapazität des Elektrometersystems. . .	0.66 cm \pm 2.2% $\dagger\dagger$)	0.402 cm \pm 1.5%
Evesche Zahl <i>K</i>	$\left\{ \begin{array}{l} 0.264 \text{ Volt/min} \\ 4.85 \cdot 10^9 J \dagger\dagger\dagger) \end{array} \right\}$	$5.73 \cdot 10^9 J$
Reststrahlung	0.10 Volt/min = 1.83 <i>J</i> §)	1.72 <i>J</i>

^{*)} Vgl. A. Corlin: Archiv for Mathematik, Astronomi och Fysik (B) **22**, Nr. 3 (1930).

^{**)} W. Kolhörster: Zeitschr. f. Geophys. **7**, 199 (1931).

^{***)} A. Dauvillier: Compt. Rend. **197**, 1741—1744, Nr. 26 (1933).

^{†)} G. A. Suckstorff: Die Höhenverteilung der Erd-, Luft- und Höhenstrahlung. Berliner Dissertation. Jena, G. Neuenhahn G. m. b. H., 1933 und Zeitschr. f. Geophys. **10**, 95 (1934).

$\dagger\dagger$) Nach der Hessschen Methode bestimmt; vgl. Phys. Zeitschr. **31**, 284 (1930).

$\dagger\dagger\dagger$) Mittelwert aus vier über die ganze Expeditonsdauer verteilten Messungen mit einem geeichten Radiumpräparat von 0.44 Radiumgehalt. Einzelwerte: 4.7, 4.9, 5.1 und 4.7.

§) Im Salzbergwerk Volpriehausen bestimmt.

Der von mir benutzte Apparat ist noch nicht mit Manometer und Thermometer versehen. Die Eichungen mit dem Radiumpräparat ergaben aber bei 518 mm Außendruck praktisch denselben Wert für die Evesche Zahl wie im Meeresniveau, woraus hervorgeht, daß der Apparat trotz der sehr harten Transporte dicht geblieben war. Auch eine nachträgliche Prüfung im Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen bei verschiedenen Druckstufen bestätigt das. Nachfolgende Tabelle 1 bringt meine Meeresergebnisse.

Tabelle 1

Zunahme der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung mit abnehmendem Luftdruck

A. Messungen auf dem grönländischen Inlandeise

Höhe m	Luftdruck mm Hg	Wasseräquivalent H cm H ₂ O *)	Spannungsabfall in Volt/min gemessen	Intensität in Ionenpaaren cm ⁻³ sec ⁻¹ für	
				$K = 4.85 \cdot 10^9$	$k = 5.73 \cdot 10^9$
0	760	931	0.095	1.75	2.07 ± 0.02
850	675	828	0.120	2.2	2.60 ± 0.05
900	679	833	0.125	2.3	$2.7_2 \pm 0.06$
1030	667	818	0.125	2.2	$2.7_2 \pm 0.05$
1830	605	742	0.163	3.0	$3.5_4 \pm 0.10$
2100	588	722	0.206	3.8	$4.4_9 \pm 0.06$
2550	550	675	0.223	4.1	$4.8_4 \pm 0.08$
3000	518	635	0.305	5.6	$6.6_2 \pm 0.07$

Bemerkungen. Die Fehlergrenzen entsprechen der Ablesegenauigkeit, es wurde im Mittel in jeder Höhenstufe 6 Stunden lang beobachtet. Die Reststrahlung des Apparats ist überall bereits abgezogen.

B. Messungen im Flugzeug

	Höhe in m an- genähert	Luft- druck mm Hg	Wasser- äquivalent H cm H ₂ O	Spannungs- abfall in Volt/min ge- messen	Intensität in Ionenpaaren cm ⁻³ sec ⁻¹ für		Datum
					$K = 4.85 \cdot 10^9$	$K = 5.73 \cdot 10^9$	
1.	0	767	939	0.172	3.17	3.7 ± 0.4	13. IX. 1928
2.	1100	677	831	0.450	8.24	9.8 ± 1.2	14. IX. 1928
3.	2350	~ 586	~ 720	0.270	4.94	5.9 ± 0.6	9. III. 1928
4.	2400	590	723	0.409	7.50	8.9 ± 0.9	14. IX. 1928
5.	3400	~ 523	~ 640	0.703	12.85	15.2 ± 1.5	9. III. 1928
6.	3400	528	647	0.522	9.55	11.3 ± 0.9	14. IX. 1928
7.	3400	514	631	0.523	9.57	11.3 ± 0.9	15. IX. 1928
8.	4400	456	559	0.900	16.47	19.5 ± 1.5	15. IX. 1928
9.	6000	390	478	1.600	29.3	34.7 ± 3.5	15. IX. 1928

Bemerkungen. 1. Einschließlich Erd- und Luftstrahlung. 3. Inversion, 2250 m — 17°, 2500 m — 14°. 4. Inversion 2640 m um 0.2° wärmer als 2500 m. 5. Isothermie von 3000 bis 3200 m. 6. Isothermie von 3000 bis 3150 m. 7. 1800 bis 2000 adiabatisch.

*) $H = 1.225$ mm Hg; vgl. W. Kolhörster u. L. Tuwim: Ergebn. d. kosm. Phys. 1, 147 (1931).

Diskussion. Um meine beiden Wertereihen mit den Suckstorffschen Aufstiegswerten besser vergleichen zu können, habe ich meine Werte auf die von Suckstorff gemessene Evesche Zahl $K = 5.73 \cdot 10^9$ umgerechnet, d. h. mit dem Faktor $\frac{5.73}{4.85} = 1.18$ multipliziert. Suckstorff fand einen starken Einfluß

der Luftstrahlung, besonders in atmosphärischen Sperrschichten in größeren Höhen (über 5000 m). Auf S. 16 sowie in Abb. 1, 3 und 8 seiner Dissertation ist aber auch der Intensitätsverlauf frei von störenden Einflüssen der Luft- und Erdstrahlung angegeben, während bei meinen Werten diese Einflüsse noch mit enthalten sind. Wir dürfen nun nicht die Intensitäten in gleichen Höhen vergleichen, sondern bei gleichem Luftdruck bzw. gleichem Wasseräquivalent, weil ja die durchstrahlten Massen für die Intensität maßgebend sind. Obwohl die Messungen in Grönland während der Sommermonate ausgeführt wurden (Mai, Juni, und September), ist die Luft doch wesentlich kälter und dichter als über Norddeutschland, und wir finden z. B. in 3000 m Höhe in Grönland etwa 515 mm, in Norddeutschland 539 mm Luftdruck. So habe ich in Fig. 1 die Intensitäten in Abhängigkeit vom Wasseräquivalent eingetragen. Meine grönländischen Messungen gruppieren sich eng um eine Mittelkurve, meine Flugzeugwerte streuen sehr stark, die Größe der Rechtecke stellt den Fehler dar, der durch die Ablesegenauigkeit bedingt ist.

Meine Flugzeugwerte, die ja noch die Einflüsse der Erd- und Luftstrahlung enthalten, passen gut zu den Werten, die Suckstorff bei seinen Ballon-Hochfahrten gemessen hat. Sie wurden bei einer Wetterlage gemessen, die besonders günstig für die Ausbildung von Sperrschichten war, nämlich in einem stationären herbstlichen Hochdruckgebiet, das bereits über eine Woche lang ungestört bestanden hatte. Wir finden daher auch, daß alle meine Flugzeugwerte größer sind als die Suckstorffschen Flugzeugwerte, die von Luft- und Erdstrahlung befreit sind. Auch die von Suckstorff auf den Einfluß von aktivem Material in Sperrschichten zurückgeführte starke Zunahme bei 6000 m ist deutlich vorhanden. Mein auf dem Ozean gemessener Bodenwert der Ultrastrahlung von $2.07 J$ fällt

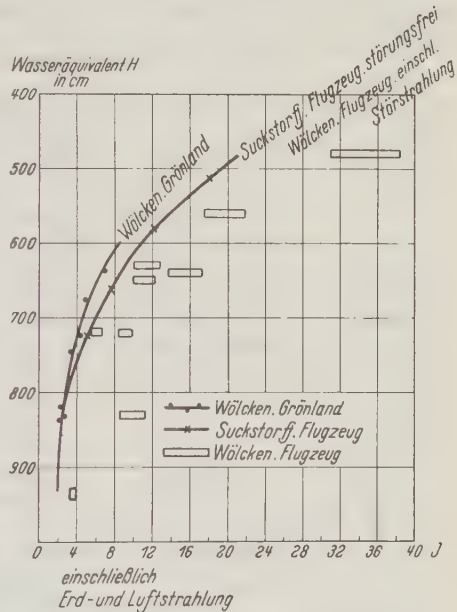


Fig. 1. Ionenpaare $\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$.
Zunahme der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung bei abnehmendem Luftdruck (Wasseräquivalent $H = 1.225 \text{ b mm Hg}$)

mit Suckstorffs störungsfreiem Bodenwert von $2.08 J$ zusammen. Nehmen wir nun an, daß der störungsfreie Bodenwert der Ultrastrahlungen bei meinen Flugzeugmessungen ebenfalls $2.07 J$ betrug, so ergibt sich ein Störungsbetrag (Erd- und Luftstrahlung) von $3.7 - 2.1 = 1.6 J$. Das ist ein durchaus plausibler Wert. Bei seinen Erdstrahlungsmessungen fand Suckstorff die Intensität der Erdstrahlung unmittelbar über dem Erdboden meist zwischen 1 und $3 J$.

Bemerkenswert ist weiterhin, daß die störungsfreien Werte über Norddeutschland bis etwa 1000 m Höhe genau zusammenfallen mit den Werten über Grönland. Wir dürfen annehmen, daß das Inlandeis inaktiv ist, so daß die Erd-

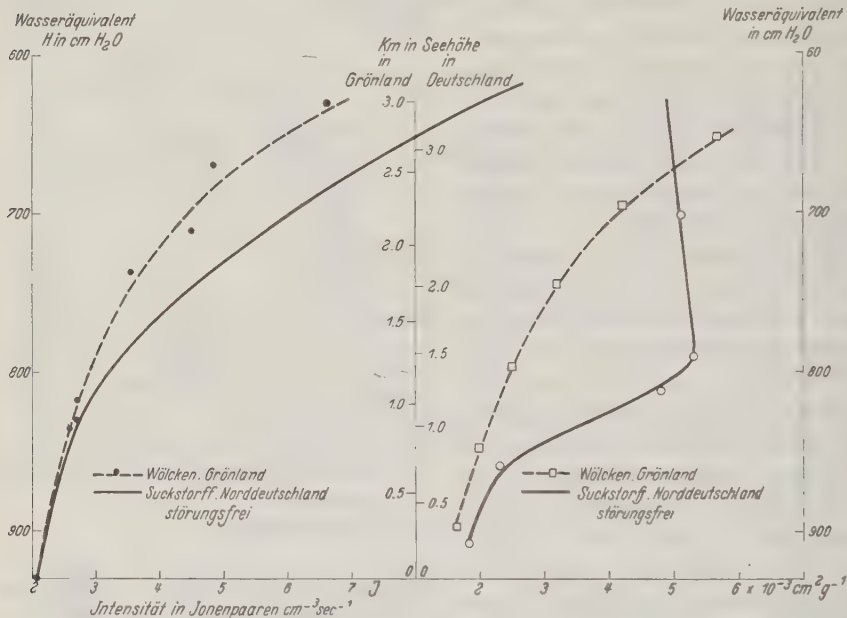


Fig. 2. Intensität der Ultrastrahlung zwischen 0 und 3 km Höhe

Fig. 3. Absorptionskoeffizient der Ultrastrahlung zwischen 0 und 3 km Höhe

strahlung gleich Null ist. Dann besagt aber diese Übereinstimmung, daß auch die Luftstrahlung über Grönland verschwindend klein ist, obwohl stationäre Inversionen (Sperrschichten) in ganz geringer Höhe ($\sim 100 \text{ m}$) über der Eisoberfläche eine sehr häufige Erscheinung sind. In meteorologischer Hinsicht weist das darauf hin, daß die Luftmassen über Grönland aus Gebieten stammen, die unter Schnee und Eis liegen oder von Wasser bedeckt sind und somit keine radioaktiven Stoffe (Ra-Emanation) aus dem Erdboden erhalten können, oder, daß sie bereits sehr lange Reisezeiten hinter sich haben, falls sie aus Landgebieten mit freier Oberfläche kommen. Dann ist nämlich die ionisierende Wirkung der Radiumemanation bereits stark geschwächt, weil die Halbwertszeit der Emanation nur 3.83 Tage beträgt.

Wichtiger ist nun aber das Ergebnis, daß für größere Höhen als etwa 1000 m (830 cm Wasseräquivalent) keine Übereinstimmung mehr vorhanden ist, sondern das die grönländischen Werte systematisch kleiner sind. Fig. 2 bringt nochmals in vergrößertem Maßstabe den Verlauf der Intensitäten mit abnehmendem Luftdruck, und zwar die störungsfreie Kurve nach Suckstorff und meine eigenen grönländischen Messungen. Fig. 3 und Tabelle 2 zeigen die zugehörigen Absorptions-

Tabelle 2

Intensitätszunahme und Absorptionskoeffizienten der kosmischen Ultrastrahlung zwischen 0 und 3 km Höhe

A. Werte auf dem grönländischen Inlandeise in 71° geogr. N ($\sim 80^\circ$ geomagn.)

B. Werte aus Flugzeugaufstiegen über Norddeutschland in 52 bis 54° geogr. N ($\sim 65^\circ$ geomagn.)

A. Wölcken, Grönland, Inlandeis

Höhe km	Luftdruck h mm Hg	Wasseräqui- valent H cm H ₂ O $H = 1.225h$	Ultrastrahlung in Ionenpaaren cm ⁻³ sec ⁻¹ um- gerechnet für $K = 5.73 \cdot 10^9$	Zwischen km	Absorptions- koeffizient in cm ² g ⁻¹ nach $\Phi (\mu/\rho H)$
0.0	760	931	2.07	Barometereffekt	$2.0 \cdot 10^{-3}$
0.5	714	875	2.35	0 — 0.5	$1.6 \cdot 10^{-3}$
1.0	670	821	2.72	0.5 — 1.0	$2.0 \cdot 10^{-3}$
1.5	628	769	3.25	1.0 — 1.5	$2.5 \cdot 10^{-3}$
2.0	588	720	4.02	1.5 — 2.0	$3.2 \cdot 10^{-3}$
2.5	550	674	5.12	2.0 — 2.5	$4.2 \cdot 10^{-3}$
3.0	515	631	6.80	2.5 — 3.0	$5.7 \cdot 10^{-3}$

B. Suckstorff, Norddeutschland, Flugzeugaufstiege

Höhe km	Luftdruck h mm Hg	Wasseräqui- valent H cm H ₂ O $H = 1.225h$	Ultrastrahlung J in Ionenpaaren cm ⁻³ sec ⁻¹ um- gerechnet für $K = 5.73 \cdot 10^9$	Zwischen km	Absorptions- koeffizienten μ/ρ in cm ² g ⁻¹ nach $\Phi (\mu/\rho H)$
0.0	760	931	2.08		
0.5	720	882	2.35	0 — 0.5	$1.8 \cdot 10^{-3}$
1.0	681	834	2.70	0.5 — 1.0	$2.3 \cdot 10^{-3}$
1.5	644	789	3.45	1.0 — 1.5	$4.8 \cdot 10^{-3}$
2.0	607	746	4.50	1.0 — 2.0	$5.3 \cdot 10^{-3}$
3.0	539	661	7.60	2.0 — 3.0	$5.1 \cdot 10^{-3}$

koeffizienten, die für meine Reihe aus der Beziehung $J_1 : J_2 = \Phi (\mu/\rho H_1) : \Phi (\mu/\rho H_2)$ durch Ausprobieren gefunden wurden.

Der Unterschied zwischen den grönländischen und den norddeutschen Werten wird hier sehr deutlich. Es kann sich kaum um einen Apparateinfluß handeln, denn meine eigenen Aufstiegswerte, die ja mit demselben Apparat gemessen wurden, stimmen gut zu den Suckstorffschen, insbesondere zu dessen Messungen bei Hochaufstiegen im Ballon. Man könnte daran denken, daß die störungsfreie norddeutsche Reihe doch noch radioaktive Luftstrahlung enthält, es könnte sich dann aber nur um Werte von der normalen Größenordnung der Luftstrahlung,

das sind etwa 0.2 bis 0.8 J , handeln, denn die Wirkung angehäufter Aktivitäten in Sperrschichten wurde ja bereits berücksichtigt. In rund 3000 m Höhe ($H \sim 640 \text{ cm H}_2\text{O}$) ist aber der gemessene Unterschied bereits 2 J , also bis zehnfach so groß.

Leider reichen die Messungen in Grönland nur bis 3000 m Höhe, so daß sich nicht entscheiden läßt, ob die Kurve der Absorptionskoeffizienten einen eben solchen Knick besitzt, wie wir ihn bei Suckstorff zwischen 1 und 1.5 km finden, nur daß er dann in Grönland über 3 km und vielleicht bei noch weicherer Strahlung läge. Die zahlreichen Messungen zum Breiteneffekt von Clay, Compton, Millikan, Bothe und Kolhörster,

Dauvillier, Auger-Leprince-Ringuet und anderen haben ergeben, daß die Intensität im Meeresniveau zwischen etwa 50° und dem magnetischen Äquator um rund 10% (Millikan 7%) abnimmt, zwischen 50 und 80° geomagn. Breite praktisch konstant bleibt. In größeren Seehöhen ist die Abnahme zwischen 50° und dem Äquator stärker und beträgt in $6\frac{1}{2} \text{ km}$ Höhe schon etwa 40% *). Zur Erklärung des Breiteneffektes nimmt man an, daß zumindest ein Teil der primären Ultrastrahlen aus elektrisch geladenen Korpuskeln besteht und im erdmagnetischen Felde abgelenkt wird, so daß zum

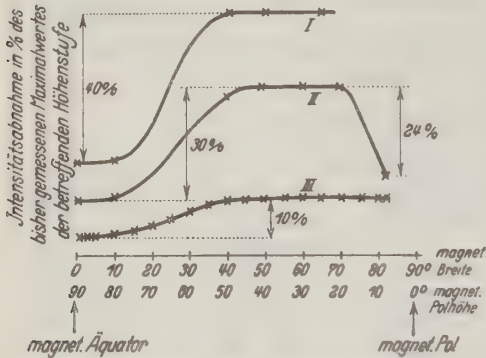


Fig. 4. Breiteneffekt der Ultrastrahlung in verschiedenen Höhen (schematisch). I Meeresniveau, $H = 931 \text{ cm}$, 0 km Seehöhe; II bei $H = 640 \text{ cm} \sim 3 \text{ km}$ Seehöhe; III $\sim 6.7 \text{ km}$

Die Anzahl der \times in den Kurven soll die Zuverlässigkeit versinnbildlichen, so daß $\times \times \times$ bedeutet: zahlreiche Messungen an zahlreichen Meßpunkten und \times vereinzelte Messungen an wenigen Meßpunkten.

Äquator nur noch die härteren Komponenten gelangen. Die weicheren Komponenten werden nach höheren Breiten abgelenkt. Die Strahlung soll also in 50° Breite nicht nur stärker, sondern auch weicher als am Äquator sein und soll außerdem mit abnehmendem Luftdruck rascher weicher werden. Eine solche Änderung der Durchdringungskraft der Ultrastrahlung im Meeresniveau ist von J. Clay und seinen Mitarbeitern neuerdings nachgewiesen worden**), nachdem derselbe sie bereits aus seinen Messungen in den Jahren 1928 und 1929 vermutet hatte***). P. Auger und Leprince-Ringuet †) finden zwar ein konstantes Verhältnis der Strahlungsintensitäten ohne Bleiabschirmung: mit Abschirmung

*) R. A. Millikan und Mitarbeiter: Phys. Rev. 1933, S. 246.

**) I. Clay: Proc. Kgl. Akademie van Weetenschappen te Amsterdam XXXV, Nr. 10, S. 1289 (1932).

***) P. Auger et Leprince-Ringuet: Journ. de phys. et le radium 1934, S. 198.

†) I. Clay: Results of the Dutch cosmic-ray-Expedition 1933 briefly communicated. Physica 1, 363, Nr. 5. The Hague, Martinus Nijhoff (1934).

zwischen 50 und 0° geomagn. Breite, doch mag bei diesen Messungen vielleicht die Genauigkeit nicht ausgereicht haben.

Fassen wir alle bisher vorliegenden Messungen zum Breiteneffekt zusammen, so erhalten wir jedenfalls für die Höhenstufen über 2 km Höhe ein Bild, das in großen Zügen den Störmerschen Rechnungen zur Häufigkeit der Polarlichter entspricht. Auch Millikans Messungen*) ordnen sich diesem Bilde gut ein, wenn wir seine Meßpunkte nach ihrem Abstände vom magnetischen Achsenpunkte $78\frac{1}{2}^{\circ}$ geogr. N 69° westl. Länge und nicht vom magnetischen Pol $70\frac{1}{2}^{\circ}$ N, $95\frac{1}{2}^{\circ}$ westl. Länge (Amundsen 1903) anordnen (siehe auch Fußnote 13, S. 369). Die grönländischen Messungen geben nun für die 3 km-Höhenstufe auch das Abnehmen der Strahlungsstärke nach Überschreiten der Maximalzone, und zwar ist die Strahlung in 7° Abstand vom Achsenpunkt = 83° geomagn. Breite um 24 % geringer als in der Maximalzone. Im Meeresniveau ist an gleicher Stelle keine Abnahme beobachtet worden bzw. sie ist kleiner als etwa 5 %. Fig. 4 stellt diese Verhältnisse schematisch dar. Zur Vervollständigung unserer Kenntnisse vom Breiteneffekt dürfte es doch nützlich sein, Hochaufstiege mit Ballons oder Flugzeugen in möglichster Nähe des Achsenpunktes etwa bei Etah oder der Station Thule vorzunehmen. Die dänisch-grönländische Verwaltung macht jedes Jahr den meistens erfolgreichen Versuch, ein Schiff dorthin zu senden.

Zusammenfassung. Intensität und Absorptionskoeffizienten der Ultrastrahlung, welche vom Verfasser in Grönland mit Hilfe einer Kolhörsterschen Ionisationskammer zwischen 0 und 3 km Höhe auf dem Inlandeis und bei Flugzeugaufstiegen über Deutschland mit demselben Apparat zwischen 0 und 6 km Höhe gemessen wurden, werden mit den Messungen von Suckstorff verglichen. (Flugzeug- und Ballonaufstiege über Deutschland, ebenfalls mit einer Ionisationskammer nach Kolhörster.) Der Vergleich ergibt:

1. Im Meeresniveau ist die Strahlungsintensität in 65 und 83° geomagn. Breite gleich groß, die Messungen des Verfassers ergeben nach Umrechnung auf gleiche Evesche Zahl genau den gleichen Bodenwert, den Suckstorff fand (2.07 ± 0.02 bzw. $2.08 \pm 0.07 J$).

2. Zwischen 0 und 1 km Höhe finden wir über Grönland und über Deutschland gleiche Intensitäten und Absorptionskoeffizienten.

3. Über 1 bis 3 km Höhe ist die Ultrastrahlung über Grönland schwächer als über Deutschland, bei 640 cm Wasseräquivalent = 523 mm Hg, 3 bis 3.4 km Höhe beträgt die Differenz bereits 2 J (Grönland 6.5 J, Deutschland 8.5 J). In rund 2 km Höhe ist die Strahlung über Grönland härter, in 3 km etwa ebenso weich wie über Deutschland. Der Knick in der Kurve der Absorptionskoeffizienten, den Suckstorff zwischen 1 und 1.5 km über Deutschland fand, fehlt bei den grönländischen Messungen.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juli 1934.

*) R. A. Millikan: Phys. Rev. **43**, 661ff. (1933).

Das Grundeis

Von **P. Jakuschoff**, Berlin — (Mit 3 Abbildungen)

Vorliegende Arbeit hat zum Ziel, die Aufmerksamkeit auf das Grundeis und seine Entstehungsursachen zu lenken. Erörtert werden verschiedene Eisarten, Entstehung der ersten Eiskristalle und Beobachtungen über das Grundeis und seine Eigenschaften. Die Theorien der Grundeisbildung werden in kritischer Besprechung einander gegenübergestellt und die Folgerungen daraus gezogen.

Die Eisbildung und besonders die Erscheinungen, die mit der Eisbildung in Flüssen zusammenhängen oder sich als ihre Folgen auswirken, verlangen besondere Beachtung. Die Wichtigkeit dieser Frage tritt besonders deutlich hervor in Anbetracht des stetig zunehmenden Ausbaues der Wasserkräfte und der sich dauernd weiterentwickelnden Schifffahrt. Die Entstehung von Eis und die Mächtigkeit der in Erscheinung tretenden Eisgebilde ist wesentlich von den mannigfaltigen, in der Natur vorkommenden Bedingungen abhängig. So finden wir, was die Art des Eises anbelangt, drei grundsätzlich verschiedene Erscheinungsformen: Das Oberflächen- oder Kerneis mit gut ausgebildeter kristallinischer Struktur und die beiden Unterwassereisarten, das Grundeis (anchor-ice) von schwammiger Natur, an der Flußsohle festgefroren und das Schwebeeis (frazil-ice), gleichfalls lockerer Konsistenz durch die ganze Wassermasse verteilt im Wasser treibend*).

Das Wasser gehört wegen der besonderen Rolle, welches es in der organischen und anorganischen Natur spielt, zu den Körpern, die am häufigsten und gründlichsten untersucht worden sind.

Seine Ausnahmestellung gegenüber der Mehrzahl der Flüssigkeiten beruht darauf, daß es eine ganze Reihe besonderer Anomalien zeigt. Dazu gehört die auffallende Größe seiner Dielektrizitätskonstante, die Abnahme der Kompressibilität bei Temperaturerhöhung zwischen 0 und 50° C, die Zunahme des thermischen Ausdehnungskoeffizienten und die Abnahme der Viskosität bei Druckerhöhung und am bekanntesten und für uns am wichtigsten — das Dichtemaximum bei + 4° C.

*) Die beiden großen Gruppen, die man in einer Systematik der Eisarten zu unterscheiden hat, sind: 1. das thermische Eis, 2. das Druckeis. Die erste Gruppe verdankt ihre Entstehung nur thermischen Ursachen, während bei der zweiten noch die Wirkung starken Druckes hinzukommt. In die erste Gruppe gehört das Eis, das in Gewässern gebildet wird, in die zweite das Eis von Gletschern, Eisbergen, das Untergrundeis vereister Festländer usw. Eine natürliche Gliederung für die Gruppe I erhält man, wenn man nach dem Ort fragt, an dem das Eis in dem Gewässer gebildet wird. Man unterscheidet: a) Oberflächeneis (das sich an der Grenzschicht Luft—Wasser bildet), b) Unterwassereis (das im Wasser entsteht), c) Überwassereis (das über einer vorhandenen Eisdecke entsteht).

Es ist nur natürlich, daß diese vom normalen Verhalten der Flüssigkeiten abweichenden Erscheinungen zur Aufstellung einer ganzen Reihe von Konstitutionstheorien Anlaß gegeben haben. Die bekanntesten davon sind von Röntgen*) und Tammann**).

Zur Bildung von Kristallen aus einer unterkühlten Lösung ist das Vorhandensein sogenannter „Kristallisationskeime“ eine Vorbedingung. Wenn kleine Eis- oder Schneekristalle oder auch andere feste Teilchen in die unterkühlte Lösung gelangen können, so ist mit ihnen als Kernen die Entstehung von Kristallen gegeben. Bei Ausschluß dieser Möglichkeit muß jedoch nach einer anderen Entstehungsursache gesucht werden. Röntgens Annahme, daß im Wasser stets Eismoleküle vorhanden seien, welche als Eiskeime wirken, hat die moderne Chemie dahin präzisiert, daß sie statt von Molekülen erster Art von Trihydrolmolekülen (H_2O)₃ spricht***). Andere Autoren wieder schreiben dem — wie das Eis hexagonal kristallisierenden — Quarz, der ja als Hauptbestandteil des Sandes im Wasser allgegenwärtig ist, die Rolle der Keime zu. Es ist mit großer Wahrscheinlichkeit anzunehmen, daß in unterkühltem Wasser allein das Vorhandensein von fester Phase gleichwertiger Natur zur Einleitung des Kristallisationsvorgangs genügt †). Das Grundeis, ein Naturphänomen, hat wegen seiner Merkwürdigkeit, daß es sich, trotz seines geringen Gewichts unter Wasser bildet und an der Flußsohle ansetzt, seit Jahrhunderten die Aufmerksamkeit auf sich gezogen.

Unmittelbar auf der Flußsohle, auf Steinen, an ins Wasser versenkten Gegenständen, wie Ankerketten, Netzen usw., aber auch schwimmend im Wasser der Flüsse, Seen und Meere oder unter dem Oberflächeneis, konnte dieses Grundeis immer wieder beobachtet werden (Fig. 1). Berichte über die Grundeisbildung

*) W. Röntgen: Ann. d. Phys. **45**, 91 (1892).

) G. Tammann: Göttinger Nachr. 1913, S. 99; Zeitschr. f. phys. Chem. **84, 257 (1913); **88**, 57—62 (1914); Zeitschr. f. anorg. Chem. **158**, 1 (1926); vgl. hierzu noch: Handb. d. Physik, herausgegeben von Geiger und Scheel, Kapitel 3: „Thermische Eigenschaften der Stoffe“, Bd. X. S. 126—222, Berlin 1926; van der Waals: Veröffentlichungen der Akademie der Wissenschaften in Amsterdam aus den Jahren 1895—1914; W. Sutherland: Phil. Mag. **50**, 460—489 (1900); Chem. Soc. (A) **11**, 94 (1900); **11**, 603 (1906); **11**, 843 (1910); H. Barnes: Trans. Roy. Soc. of Canada, 3rd Serie, Vol. I, S. 29 (1908); J. Duclaux: Journ. d. Phys. **10**, 73 (1912); L. Schames, Ann. d. Phys. **38**, 830 (1912); H. Armstrong: Proc. Roy. Soc. London (A) **81**, 80—95 (1908).

***) Vgl. J. van der Laar: Zeitschr. f. phys. Chem. **41**, 1 (1891).

†) Mit der Entdeckung des „schweren“ Wassers, das dem „gewöhnlichen“ Wasser (H_2O) beigemischt ist, wird die Frage der Entstehung der ersten Eiskristalle wohl ihre Lösung gefunden haben. Das schwere Wasser, das sich aus dem schweren Wasserstoff (Atomgewicht 2) und dem Sauerstoff zusammensetzt, zeigt folgende physikalischen Eigenschaften (gegenüber H_2O): Gefrierpunkt + 3.8° C (0° C), Siedepunkt 101.42° C (100° C), maximale spezifische Dichte 11.6° C (4° C). Der Unterschied von leichtem und schwerem Wasser wurde neuerdings von Harteck (London) durch Eintauchen der beiden Substanzen in das gleiche Flüssigkeitsbad von 1° C gezeigt, wobei das gewöhnliche Wasser flüssig blieb, während das schwere wegen des höheren Schmelzpunktes zu Eis erstarrte.

findet man schon in über 200 Jahre alten Schriften*), besonders aber in Schriften der letzten Jahrzehnte**), die hier wegen des Platzmangels nur auszugsweise in der Fußnote angeführt sind.

Die größten Tiefen, in denen sich Grundeis bilden kann, sind im wesentlichen von der Mannigfaltigkeit der örtlichen Bedingungen abhängig. Im allgemeinen gelten 12 bis 14 m als Grenze; darüber hinaus wurden selten Beobachtungen gemacht. Im Meerwasser hat man allerdings das Ansetzen der Eiskristalle in einer Tiefe von 31 m beobachtet. Die Zeit der Grundeisbildung ist vorwiegend die der Nacht, und zwar bei klarem Himmel. Feuchte Luft und Nebel beein-

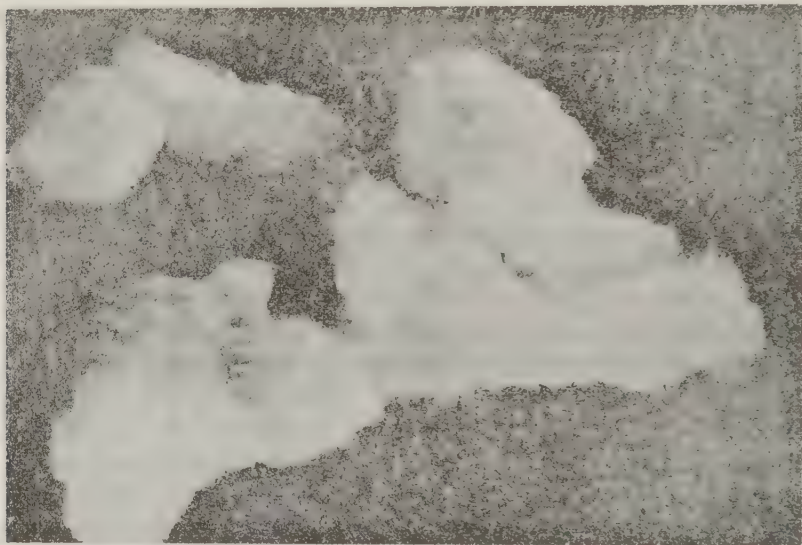


Fig. 1

Grundeisklumpen, die sich an einem ins Wasser herabgelassenen Seile gebildet haben

trächtigen den Bildungsprozeß. Sonnenschein soll nach Angaben einiger Beobachter***) den Prozeß der Grundeisbildung gänzlich aufhalten. Schmauss†) vergleicht die Grundeisbildung mit Raureifbildung aus unterkühlten Nebel-

*) Plot: The natural history of Oxfordshire. Oxford 1705. S. 28; Hales: Vegetable Statics. London 1731. Anhang S. 398; Vgl. die Zusammenstellung bei Scoppe-
wer: „Über das Grundeis“. Brandenburg 1859. S. 10.

**) Vgl. Lüscher: Das Grundeis und dahierige Störungen in Wasserläufen und
Wasserwerken. Aarau 1906. S. 124; Altberg: Das Grundeis. Leningrad 1931 (russisch).
Bydin: Sammlung über die Eistechnik. Moskau 1933. Bd. I, S. 9—57.

***) T. C. Keefer: Ice in Rivers, Transactions Royal Society of Canada, 1898,
Vol. 4, S. 3; W. Lochtin: Das Schwemweis und winterliche Störungen auf der
Newa, Bd. X. St. Petersburg 1906.

†) A. Schmauss: Über Grundeisbildung. Meteorol. Zeitschr. 59, 116 (1924).

tröpfchen an Drähten usw. Nach Barnes*) erscheinen die Eisteilchen beim Betrachten unter dem Mikroskop als richtige Kolloide in runder Plättchenform, im Gegensatz zu den sich in stehenden Gewässern bildenden Kristallen, die eine schöne federartige Form, ähnlich wie beim Schnee, aufweisen. Diese kleinen kolloidalen Plättchen, die den ersten Niederschlag des Eises bilden, findet man in Flüssen als nebelartiges Gebilde vor, das das Wasser durchsetzt (Fig. 2). Nach Altberg**) bilden sich im Wasser ebenfalls bei ganz geringer Unterkühlung kleine, runde durchsichtige Scheibchen von $\frac{1}{10}$ mm Durchmesser, die er die Eiselemente (Eiskeime) nannte. Bei Berührung mit Körpern in fester Phase bleiben sie an ihnen haften und beginnen zu wachsen; bei gegenseitiger Berührung verbinden sie sich infolge von Regelation und bilden bei größerer Ansammlung lockeres Eis (Fig. 3).

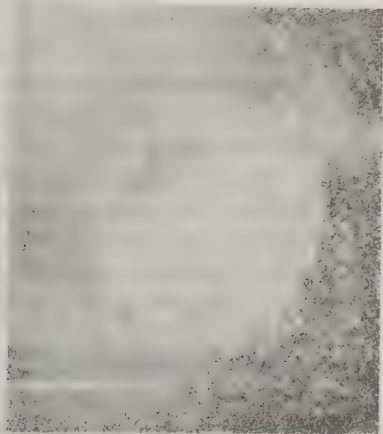


Fig. 2. Mikroskopische Darstellung eines kolloidalen Eisteilchens. Da die Bildung des Nebels durch das kolloidale Eis derjenigen beim übersättigten Wasserdampf ähnlich ist, nennt Barnes das kolloidale Eis den „Unterwassernebel“, subaqueous fog.

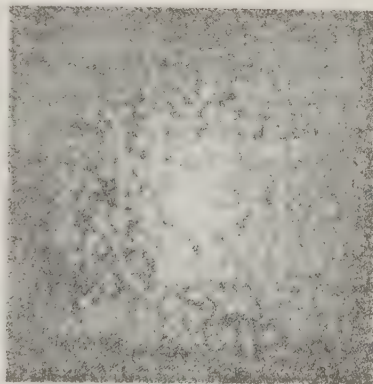


Fig. 3
Die Bildung des Schwebereises
im Wasser (nach Altberg)

Die Tatsache, daß das Wasser fern von der Abkühlungsquelle zuerst gefriert, hat die Aufmerksamkeit auf sich gelenkt. Zur Erklärung dieses auf den ersten Blick seltsamen Phänomens haben eine Reihe von Forschern die Hypothese aufgestellt, daß die Abkühlung der Flußsohle bis unter 0° durch Kälteleitung vom Ufer oder durch Ausstrahlung gegen den Luftraum erfolgt. Diese Hypothese vertreten eine Reihe von Forschern, wie Hales (1719), Desmarest (1781), M'Kiever (1822), Farqueharson (1883), Assmann (1888), in letzter Zeit

*) H. T. Barnes: Ice Engineering, Montreal, Canada 1928, S. 6.

**) W. Altberg: Das Grundeis, S. 16 und 67. Leningrad 1931.

auch Barnes (1906), dessen Arbeiten und Ansichten vor allem in Amerika große Verbreitung und zahlreiche Anhänger gefunden haben. Neuerdings vertreten die gleiche Ansicht auch die Russen Jatschewsky (1915), Malyschew (1930) und Bydin (1931). Die Theorie behauptet, daß das Grundeis sich dort bildet, wo neben der Unterkühlung des Wassers auch eine solche des Bodens besteht. Die an der Sohle bewegten Wasserteilchen kommen in Berührung mit dem unter Null unterkühlten Boden und frieren an. Die starke Abkühlung der Sohle wird in den früheren Theorien durch Wärmeleitfähigkeit des Untergrundes erklärt, der von den Ufern aus durch seitliche Wärmeableitung abgekühlt werden soll. Die späteren Theorien sehen die starke Wärmeabgabe der Flußsohle in der Ausstrahlung durch die eisfreie Wasseroberfläche als Abkühlungsursache an.

Nollet (1743), Mairan (1824) und Zschokke (1855) glauben, das Grundeis sei fein geteiltes Oberflächeneis, welches beim Eisgang durch die Strömung untertaucht und sich an den Unebenheiten der Sohle festsetzt.

Die dritte Gruppe von Forschern wie Mérian (1823), Arago (1833), Mohr (1838) und Kohlmann (1854) haben eine andere Erklärung gesucht. Sie sahen die Ursache des Entstehens kleiner Eiskristalle im fließenden Wasser in der Abkühlung der Wassermasse an der freien Oberfläche des Flusses und im Vorhandensein gelöster Eisteilchen im unterkühlten Wasser, ähnlich einer übersättigten Salzlösung. Rauhe scharfkantige Gegenstände, Wurzeln, Algen und Unterwasserpflanzen, sowie verringerte Strömungsgeschwindigkeit an der Sohle fördern, nach Arago, wegen des besseren Anhalts für die Kristallisation und wegen der größeren Ruhe die Ausscheidung von Eiskristallen, die dann beim Zusammenwachsen eine lockere, schwammige Masse von Grundeis bilden.

Gai-Lussac (1856), Weber (1856) und Aitken (1917) behaupten, daß das auf der Flußsohle vorgefundene Eis von kleinen, an der Wasseroberfläche entstandenen Kristallen herrührt, die durch die Turbulenz nach unten getrieben werden. Die gleichen Anschauungen vertreten Lochtin (1905) und Lüscher (1906). Das Anfrieren und Zusammenfrieren der Eisteilchen an der Flußsohle und an den dort befindlichen Gegenständen erfolgt nach Gai-Lussac durch Unterkühlung einer Seite der Teilchen, und zwar an der Grenzschicht Luft—Wasser und durch nachfolgenden turbulenten Transport in diesem Zustand durch das Wasser von 0° hindurch an die Sohle. Nach Lüscher müßte auf Grund seiner Beobachtungen im Augenblick der Bildung der Eisteilchen die Wassertemperatur um ein geringes über Null und das Zusammenwachsen der Kristalle durch Molekularkräfte erfolgen, vor allem aber durch Regelation, d. h. die Eigenschaften der Eisteilchen sich beim Zusammendrücken in einen festen Klumpen verwandeln, wie es etwa bei nassem Schnee der Fall ist. Lochtin teilt die Ansicht von Gai-Lussac, nur hält er die Unterkühlung einer Seite der Teilchen nicht für notwendig und nennt dieses Eis — angeschwemmtes Oberflächeneis. Neuerdings hat Altberg (1923) eine Theorie aufgestellt, wonach a) zur Grundeisbildung eine ganz geringe Unterkühlung des Wassers der ganzen Tiefe nach notwendig ist; b) das in sämtlichen Schichten gleichmäßig unterkühlte Wasser und der sich

langsamer abkühlende Boden eine Grenzschicht an der Sohle bildet, die als Berührungsschicht zwischen der Sohle und dem Wasser allmählich die Temperatur des sie umspülenden Wassers annimmt und dadurch neue Kristallisationsherde schafft; c) die Abweichung der Eiskristalle, die sich in Form von kleinen runden Scheibchen und Körnern um die Kristallisationszentren bzw. -kerne herum bilden, von der hexagonalen Form (Nadeln und Säulen) auf die turbulente Bewegung des Wassers zurückzuführen ist*).

Bereits in den dreißiger Jahren des vorigen Jahrhunderts wurde Einwurf gegen die Ausstrahlungstheorie von Arago**) gemacht, der noch heute seine volle Gültigkeit hat; die Grundeisbildung wird stets nur dann beobachtet, wenn durch kalte Winde und starken Wellengang die Voraussetzungen für eine starke Wasserunterkühlung gegeben sind. Trotzdem erhält Barnes***) die Ausstrahlungstheorie der Grundeisbildung auf Grund seiner Untersuchungen und Beobachtungen weiter aufrecht. Auch die Beobachtungen von C. Wrigth's und R. Priestley's†), die sie bei der Britischen Antarktischen Expedition im Jahre 1922 gemacht hatten, weisen in vielen Punkten starke Differenzen mit den Anschauungen von Barnes auf. Die physikalischen Untersuchungen††) haben gezeigt, daß nur ein Teil des sichtbaren Lichtes vom Wasser durchgelassen wird, während es die infraroten Strahlen (Wärmestrahlen) fast vollkommen absorbiert. Beim Übergang vom sichtbaren ins infrarote Gebiet nimmt dabei die Absorption sehr schnell zu. Der Absorptionskoeffizient hat im sichtbaren Gebiet die Größenordnung $k = 10^{-4}$, dagegen ist er im unsichtbaren Gebiet 2 bis 18μ von 10^6 - bis 10^7 mal größer.

Demnach verschluckt eine z. B. 1 m dicke Wasserschicht sämtliche infrarote Strahlen: bei längeren Wellen ($\lambda > 2\mu$) ist selbst eine dünne Schicht vollkommen undurchlässig. Die Strahlung kalter Körper an der Flußsohle wird durch die absorbierte Wassermenge und Temperaturdifferenz bedingt. Die ausgestrahlte Wärmeenergie eines Körpers von 0° hat bei $\lambda = 10\mu$ ihr Maximum und ist bei 2 und 15μ so unwesentlich, daß eine Ausstrahlung von der Flußsohle durch das Wasser nicht möglich ist, weshalb auch die Flußsohle kaum die eigentliche Kältequelle sein könnte. Da Barnes bei seinen Temperaturmessungen an den Lachine-Schnellen des St. Lorenz-Stromes sehr geringe Unterkühlung des Wassers gefunden hat, sieht er in seiner Strahlungshypothese die einzige Erklärungsmöglichkeit

*) Vgl. hierzu die angeführten Arbeiten von Scoppewer, Lüscher, Barnes, Altberg, Bydin und noch von Joganon: Veröffentlichungen der Bauverwaltung des Kraftwerkes am Wolchow-Fluß, Bd. 14. Leningrad 1927.

) Arago: Über das Grundeis. Poggendorfs Ann. d. Phys. u. Chem. **28, 204—223 (1833).

***) H. Barnes: Trans. Roy. Soc. Canada **12**, 65 (1906); **1**, 29 (1908).

†) C. Wright u. R. Priestley: Glaciology, London 1922; Amer. Geol. Soc., Publ. Nr. 7 (1928).

††) Vgl. F. Paschen: Wied. Ann. **53**, 334 (1894); E. Aschkinass: Ann. d. Phys. **55**, 401 (1895); H. Rubens u. E. Aschkinass: Wied. Ann. **65**, 252 (1898); W. Schmidt: Akad. d. Wissenschaft in Wien **47**, Abt. IIa, 237—241 (1908).

für Grundeisbildung. Er muß sich aber bei dieser Theorie der Annahme einer bisher unbekannten, selektiven Durchlässigkeit des Wassers für ultrarote Strahlen bedienen. Auf die Vorwürfe Altbergs, daß die Strahlungstheorie jeglicher Grundlage entbehre, führt Barnes*) aus, daß das infrarote Spektrum des Wassers „unzweifelhafte Anzeichen dafür gibt, daß eine durchlässige Bande jenseits 2μ vorhanden ist“, und daß bei der Entstehung von Eis aus unterkühltem Wasser das Entweichen einer für das Thermometer unmeßbar geringen Wärmemenge genügt, um die erste Eisschicht zu erzeugen. Zu einer Kritik der Strahlungstheorie ist es notwendig, den Wärmeaustausch von Wasser und Boden zu vergleichen. Der Wärmeverlust des Wassers und die Art des Wärmetransports von Schicht zu Schicht regulieren im wesentlichen die Eisbildung. Der Wärmeaustausch erreicht in Gewässern z. B. nach Angaben von Homén**) für den Loio-See (Finnland) bis zu 1000 gcal/cm^2 Wasseroberfläche pro Tag. In Flüssen, besonders in solchen mit starker Turbulenz wird von Natur aus ein noch stärkerer Wärmeverlust und eine gleichmäßige Abkühlung von der Oberfläche bis zum Boden gewährleistet. Daß Barnes dem Wärmeverlust des Bodens zu große Wichtigkeit beigemessen hat, geht aus den Messungen von Hann***) hervor, die 54.2 gcal/cm^2 pro Jahr ergeben haben. Hinsichtlich der großen Wärmekapazität des Wassers kommt diese Wärmemenge als Regulator der Eisbildung nicht in Frage. Die Bodenwärme ist umgekehrt im wesentlichen von der Wassermwärme abhängig.

Die Behauptung, daß die Grundeisbildung durch mechanisches Heranschaffen von fein verteiltem Oberflächeneis an die Sohle erfolgt, kann wohl heute keiner Kritik mehr widerstehen. Was die dritte Theorie der Grundeisbildung (Arago) anbetrifft, so ist hier folgendes zu sagen: Arago†) hat als erster den wichtigen Schritt getan, der allein zu einer Erklärung des Phänomens der Grundeisbildung führen kann, nämlich den, der Unterkühlung des Wassers eine maßgebende Rolle zuzuschreiben. Arago's zweite Annahme, daß unterkühltes Wasser weiter nichts als eine übersättigte Lösung von Eismolekülen im Wasser sei, ist durch Röntgen und Tammann und seine Schule aufgenommen und weiterentwickelt worden. Die Unvollkommenheit der Annahmen von Arago besteht darin, daß er einerseits das frühere Entstehen des Grundeises an der Sohle durch die günstige Wirkung geringer Strömungsgeschwindigkeit erklärt, während im Gegensatz zu seiner Ansicht zahlreiche Messungen eine Grundeisbildung gerade an Stellen größter Geschwindigkeiten, so in den Schnellen des St. Lorenz-Stromes, der Nawa, des Wolchow, Swir, Angara usw. festgestellt haben. Andererseits können wir seine Anschauungen nicht erklären, warum das Wasser in seiner ganzen Masse in den unterkühlten Zustand gelangt und besonders, wie dieser Zustand dauernd und

*) H. Barnes: Ice Engineering, Montreal 1928, S. 102—104.

**) Th. Homén: Acta Societatis Scientiarum Fennicae 1897, Nr. 3.

***) J. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie, 4. Auflage, S. 27.

†) Arago: Über das Grundeis. Poggendorfs Ann. d. Phys. u. Chem. 28, 204—223 (1833).

sogar bei Grundeisbildung beibehalten wird, wo er doch durch die ständig abgegebene Kristallisationswärme aufgehoben und die Kristallisation zum Stillstand kommen müßte.

Wenn die Theorie von Gai-Lussac*) besagt, daß Grundeis durch Oberflächeneisteilchen entsteht, die durch Turbulenz nach unten geschafft mit ihrer unterkühlten Seite am Boden anfrieren, so muß man unwillkürlich folgende zwei Fragen stellen, die diese Theorie unbeantwortet läßt:

1. Wie können die unterkühlten Eisteilchen, welche leichter als Wasser sind, bis zum Boden hinabsinken?

2. Wie soll bei der geringen Wärmekapazität der Teilchen auf ihrem langen Weg zur Sohle eine Angleichung an die Temperatur des Wassers vermieden werden?

Auf Grund seiner Versuche und Beobachtungen hat Altberg**) die seit zwei Jahrhunderten mit den Tatsachen nicht im Einklang stehenden Hypothesen der Grundeisbildung restlos aufzuklären versucht. Nach der von ihm aufgestellten Theorie sind zwei Faktoren für die Grundeisbildung von Wichtigkeit: der hydrodynamische — der Bewegung und Turbulenz des Wassers — und der thermodynamische — des starken Wärmeverlustes mit darauf folgender Unterkühlung des Wassers. Die Unterkühlung allein jedoch genügt für den Kristallisationsprozeß nicht; es muß auch die latente Wärme fortgeführt werden, weil diese sonst die Kristallisation aufhalten würde. Durch die turbulente Bewegung des Wassers entsteht ein leichter Wärmeaustausch zwischen allen Schichten und mit der Oberfläche, die ja in unmittelbarer Berührung mit der Quelle der Abkühlung steht. Da der Boden gewöhnlich eine geringe Wärmekapazität und schlechte Leitfähigkeit besitzt und die Wärmekonvektion dort ihr Mindestmaß erreicht, wird die dünne Grenzschicht der Sohle allmählich die Temperatur des sie umspülenden Wassers ungestört annehmen können. Dieser Angleich wird noch unterstützt durch die große Wärmekapazität des Wassers und gleichmäßige Abkühlung infolge Vermischung von Oberflächen- und Bodenwasserschichten. Dadurch kann also eine dünne Bodenschicht auf Temperaturen unter 0^0 gebracht und ein Kristallisationsherd geschaffen werden, der qualitativ anderen Wasserschichten nicht nachsteht. Bei Vorhandensein von Körpern in fester Phase geht der Kristallisationsvorgang weiter, die Temperaturabnahme hält an. Auf diese Weise geht die Grundeisbildung vor sich. In Flüssen kann eine große Unterkühlung schon deshalb nicht eintreten, weil das Vorhandensein von festen Körpern nicht verhindert werden kann. Die Theorie von Altberg kommt also der Lösung des Problems der Grundeisbildung am nächsten, wenn sie auch über einige Tatsachen keinen Aufschluß gibt. Die Beobachtungen zeigten, daß die in den Schnellen entstehenden Eisinseln stets aus schwammigem körnigem Eis bestehen, sich also nie zu einer zusammenhängenden, festen Eismasse umbilden. Das ist aber nach

*) Gai-Lussac: *Annales de Chemie et de Physik* (2) **58**, 363 (1836).

**) W. Altberg: *Nachrichten des russischen hydrologischen Instituts*, Petrograd 1921, Heft 1—3; „Das Grundeis“, Leningrad 1931.

Altbergs Theorie nicht erklärlich, da gerade dort durch die intensive Umspülung der Flächen und die gute Durchmischung das im Grundeis befindliche Wasser zum Frieren gebracht werden müßte, da sich die Abfuhr der latenten Wärme dort besonders günstig gestaltet. Diese Fragen bedürfen noch weiterer Aufklärung.

Zusammenfassung. Versuchen wir nunmehr aus den bereits angeführten Theorien der Grundeisbildung und ihrer kritischen Besprechungen folgende Schlüsse zu ziehen:

1. Alle Theorien ergeben in Übereinstimmung mit den unmittelbaren Beobachtungen in der Natur, daß als erste Ursache der Grund- und Schwebeeisbildung eine genügende Unterkühlung des Wassers anzusehen ist.

2. Von allen vorhandenen Theorien der Grundeisbildung sind diejenigen von Barnes und Altberg die am meisten überzeugenden und der Wirklichkeit am nächsten stehenden. Beide Forscher geben als Ursache der Grundeisbildung eine Unterkühlung des Bodens an, und wenn man einerseits zweifeln dürfte, daß diese Unterkühlung die Folge von Wärmeausstrahlung (Barnes) sei, so besteht andererseits kein Grund zur Behauptung, daß diese Unterkühlung des Bodens nicht durch das abgekühlte Flußwasser (Altberg) erfolgen sollte.

3. Beide Forscher vertreten die gleiche Anschauung, daß für den Übergang von Wasser zu Eis eine starke Abkühlung nicht unbedingt erforderlich ist, daß der Übergangsprozeß unabhängig vom Grade und sogar bei ganz geringer Unterkühlung erfolgt, wenn diese nur der Quantität der dem Wasser zu entziehenden Wärme entspricht. Er vollzieht sich auch nicht sofort in der ganzen Masse, sondern nur an einigen Punkten (Kristallisationszentren), deren Anzahl durch die Unterkühlung bedingt ist.

4. Als ausschlaggebendes Moment für die Grundeisbildung ist vor allen Dingen auch die Möglichkeit eines erheblichen Wärmeverlustes des Wassers anzusehen. Demnach müssen starke Grundeisbildungen im Wasser, an der Sohle und dort befindlichen Gegenständen an solchen Stellen auftreten, die einem besonders starken Wärmeverlust unterworfen sind, wie z. B. durch Gegenwind oder in Schnellen und an eisfreien Stellen, was auch den beobachteten Tatsachen in vollem Maße entspricht. Der starke Wärmeverlust in den eisfreien Stellen trägt bei anderen gleichen Umständen dazu bei, daß in quantitativer Hinsicht die Eisbildung an der Sohle und im Wasser diejenige an der Oberfläche um ein Vielfaches übersteigt.

5. Obgleich die Laboratoriumsversuche von Lochtin (1904), Altberg (1916) und auch von Barnes (1904) die Möglichkeit der Grundeisbildung auch bei Tageslicht einwandfrei gezeigt haben, so bildet sich das Grundeis in Flüssen fast ausschließlich in klaren, kalten Nächten bei wolkenlosem Himmel. Das Aufschwimmen des Grundeises erfolgt vorwiegend in den Morgenstunden.

6. Die Mannigfaltigkeit der vorkommenden Eisarten muß den jeweilig wirkenden hydrologischen und vor allem thermodynamischen Faktoren zugeschrieben werden, die für die Abkühlungsformen des Wassers verantwortlich sind.

Le problème des microséismes et le déferlement des vagues

By **E. Gherzi, S. J.**

Directeur Météorologie et Séismologie, Observatoire de Zikawei

Nous avons lu avec beaucoup d'intérêt les articles du Prof. Dr. E. Tams, Directeur de l'Observatoire Séismique de Hamburg, ainsi que celui de Mr. Robert Schwinner sur le même sujet (cf. *Zeitschr. f. Geophys.* 1933, Heft 6/8, S. 295, 332). Malgré les observations très variées que les auteurs y discutent, nous avons quand même l'impression que le problème n'est pas envisagé sous son aspect total. Il s'agit toujours de la coïncidence dans le temps de ces microséismes avec l'existence de fortes vagues sur les côtes de Norvège. Or l'aspect du problème dans sa réalité comporte aussi la période de 5s et l'intermittence irrégulières des groupes de ces microséismes.

Nous y avons ajouté aussi le fait, très net ici à Zikawei et à Bombay (cf. le travail du Dr. S. K. Banerji), que avec des vagues de fortes moussons, venant de la même direction que les vagues des typhons et frappant les mêmes côtes, nous n'avons pas de ces microséismes en groupes.

Aussi longtemps que toutes ces questions ne sont pas résolues simultanément par la même hypothèse, nous osons dire que cette hypothèse reste au moins incertaine.

Mr. Robert Schwinner répond en partie à une de nos anciennes objections c'est-à-dire qu'il essaye d'expliquer pourquoi le déferlement sur les côtes rocheuses de l'Écosse n'affecte pas les séismographes, autant que les déferlement sur celles de Norvège. La solution proposée est élégante mais si elle était vraie nous pensons qu'il faudrait la confirmer avec les résultats obtenues sur les séismographes d'Angleterre. Toujours est-il que l'absence de ces microséismes à Zikawei et Bombay par temps de forte mousson resterait encore inexpiquée.

Les longs calculs du Professeur Tams aboutissent à trouver des coefficients de corrélation égaux à 0.88 et à 0.67 avec une variation de ce coefficient en fonction de la variation de ces mêmes microséismes. Nous avons l'impression qu'il aurait dû trouver une valeur encore plus forte, si vraiment la cause de ces microséismes était le déferlement des vagues. En raisonnant d'après notre théorie du mouvement cyclonique de l'atmosphère au dessus des océans et des continents, comme cause de ces microséismes, nous obtiendrions une valeur toute aussi concluante.

La coexistence des deux phénomènes, microséismes et vagues (par temps de cyclones extratropicaux pour la Norvège) est solidement prouvée mais elle n'explique pas les autres aspects du même problème que nous avons signalés plus haut.

C'est pourquoi nous nous permettons de dire que aussi longtemps que seule la coïncidence dans le temps de ces deux phénomènes sera considérée, la question de ces microséismes particuliers restera sans solution. L'aspect quantitatif et qualitatif du problème doivent être considérés et solutionnés simultanément.

Note on the Hayford-Bowie tables for calculating g

By **E. C. Bullard**, Dept. Geodesy and Geophysics, Cambridge — (Whit 1 figure)

It is shown that the resultant attraction of distant topography and compensation is very sensitive to small changes in the assumptions made in making the calculation. It is shown that the outer zones in the Hayford-Bowie tables require corrections up to 200% to allow for the variation of gravity with depth.

1. Introduction. In 1912 Hayford and Bowie*) described a method of calculating the contribution to the force of gravity at a point on the earth's surface made by the attraction of the topography of the whole globe, and also by the compensating defects of density which underlie the topography according to the hypothesis of isostasy. They consider the earth divided into zones by circles described about the point at which the attraction is required. The average height of each of these zones is estimated, and the vertical component of the force due to the matter in the zone above sea level and to the compensating defect of density underlying it, is obtained from tables which are given in the publication referred to. In constructing these tables several approximations have been made, the chief of which are the neglect of the distortion of the geoid and of the vertical variation of gravity. These two errors are opposite in sign and of the same order of magnitude, the resulting effect being small**). It does not seem to be generally recognised that although the absolute error is small, the second of these approximations completely falsifies the contributions from the distant zones, and it is the purpose of this paper to point this out.

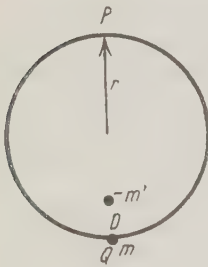


Fig. 1

2. Special Case. The reason for this large proportional effect on the distant zones may most easily be seen by considering a simple special case. Let P (Fig. 1) be a point at sea level at which the attraction of a mass m at Q , and of its compensation is required. Let Q be the antipodes of P and also at sea level. Let the compensation of m be represented by a mass $-m'$ at a depth D . Let r be the radius of the earth. Then the attraction required F is:

$$F = \frac{km}{4r^2} - \frac{km'}{(2r-D)^2} \dots \dots \dots (1)$$

where k is the gravitational constant, which, since $D \ll r$ is,

$$F = \frac{km}{4r^2} \left[1 - \frac{m'}{m} \left(1 + \frac{D}{r} \right) \right]$$

*) Coast and Geodetic Survey. Special Pubⁿ No. 10, Washington 1912.

**) Jung, Zeitschr. f. Geophys. 8, 40 (1932).

if $m = m'$ this becomes

$$-\frac{km}{4r^2} \cdot \frac{D}{r} \dots \dots \dots (2)$$

Thus the force at P is upwards and is very small compared with the force due to the topography alone. This is the assumption made in computing the Hayford-Bowie tables.

For m and m' to be in equilibrium, that is, for there to be no nett force on the pair, it is necessary for m' to be less than m , as it is nearer the centre of the earth, where g is greater. For equilibrium:

$$\frac{km}{r^2} = \frac{km'}{(r-D)^2} \dots \dots \dots (3)$$

Substituting in (2)

$$F = \frac{km}{4r^2} \left[1 - \frac{(r-D)^2}{r^2} \left(1 + \frac{D}{r} \right) \right],$$

$$F = \frac{km}{4r^2} \cdot \frac{D}{r} \dots \dots \dots (4)$$

The attraction is now equal to that in (2) but opposite in sign; that is, it has been changed by 200%.

The attraction of the mass and its compensation are opposite and nearly equal, thus, a small change in the compensating mass has produced a large proportional change in the result. Thus if the outer zones are to be considered at all the effect of increase of gravity with depth should be taken into account, for neglect of it leads to entirely wrong estimates of the contribution from these zones.

3. General Case. The condition for complete isostasy on the Pratt theory is that the attraction of the earth on the topography should be equal and opposite to the attraction on the mass deficiency in the compensation. If δ and h be the density and height of the topography, and δ' the density deficiency in the compensation extending to a depth h_1 , then,

$$\int_0^h g \delta dh = \int_0^{h_1} g \delta' dx$$

but at a depth x ,

$$g = g_0 \frac{r^2}{(r-x)^2}$$

$$\therefore \delta \left[\frac{1}{r-h} - \frac{1}{r} \right] = \delta' \left[\frac{1}{r-h_1} - \frac{1}{r} \right],$$

and neglecting higher powers of h/r , h_1/r and h/h_1

$$\delta' = \delta \frac{h}{h_1} \left(1 - \frac{h_1}{r} \right).$$

In constructing the Hayford-Bowie tables it is assumed that $\delta' = \delta h/h_1$ the attraction of the compensation is therefore overestimated by the factor $1 - h_1/r$, that is by 1.8%. For the inner zones the tables give the attraction of the compensation separately and the error can thus be estimated. For the outer zones only the combined attraction of the topography and compensation is given, so we cannot correct directly.

For the outer zones the attraction F_T of the topography is proportional to its average height, and to its density, and to the area of the zone; thus for the zone lying between angular distances θ_1 and θ_2 from the point at which the attraction is required:

$$F_T = kh \delta 2 \pi r^2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \bar{E}_T$$

where \bar{E}_T is the mean value of E_T (a function of θ tabulated by Hayford and Bowie) between θ_1 and θ_2 . The attraction of the compensation is:

$$F_c = h_1 \delta' 2 \pi r^2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \bar{E}_c$$

where \bar{E}_c is also tabulated. Substituting for δ'

$$F_c = h \delta 2 \pi r^2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) E_c \left(1 - \frac{h_1}{r}\right).$$

Thus the resultant attraction is

$$F = h \delta 2 \pi r^2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \left[E_T - E_c \left(1 - \frac{h_1}{r}\right) \right],$$

the value used in constructing the tables is

$$F' = h \delta 2 \pi r^2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) [\bar{E}_T - \bar{E}_c].$$

Thus

$$F = F' \cdot \frac{\bar{E}_T - \bar{E}_c \left(1 - \frac{h_1}{r}\right)}{\bar{E}_T - \bar{E}_c} = F' \left(1 + \frac{h}{r} \frac{\bar{E}_c}{\bar{E}_T - \bar{E}_c}\right).$$

This can be calculated to a sufficient approximation by plotting $\frac{E_c \sin \theta}{E_T - E_c}$ from Hayford and Bowie's tables, finding the value of θ at which the area between θ_1 and θ is equal to that between θ and θ_2 , and taking the value of $\frac{E_c}{E_T - E_c}$ for this value of θ . The factor $\sin \theta$ allows for the lesser weight which must be assigned to those parts of a zone nearest the poles in taking the average, on account of the lesser area per unit θ .

The result is given in Table 1, where $h_1 = 113.7$ km, $r = 6370$ km has been used. The first column gives the number of the zone, the second the radius of the outer edge of the zone, and the third the factor by which the resultant attractions in Hayford and Bowie's tables should be multiplied.

Table 1

Zone	Outer Radius		Correcting Factor	Zone	Outer Radius		Correcting Factor
1	180°	00'	— 0.99	10	10°	44'	+ 0.96
2	150	56	— 0.83	11	7	52	+ 0.97
3	105	48	— 0.30	12	5	47	+ 0.98
4	72	13	+ 0.16	13	4	19	+ 0.98
5	51	04	+ 0.50	14	3	03	+ 0.98
6	35	58	+ 0.71	15	2	34	+ 0.98
7	26	41	+ 0.82	16	2	12	+ 0.98
8	20	41	+ 0.89	17	1	55	+ 0.98
9	14	09	+ 0.94	18	1	41	+ 0.98

4. Application to Special Cases. Table 2 shows the effect of the corrections on the calculations for two American and one European station*). The table gives the attraction due to the topography and compensation calculated according to the Hayford-Bowie tables, and according to the tables corrected by the use of (1) and (2) above. The change produced is also shown. All quantities are in units of 10^{-4} cm/sec². Since the antipodes of U. S. A. and of Europe are in deep oceans the effect of the correction is to decrease the calculated value for the attraction of the distant zones.

Table 2

Zone	Key West			Pikes Peak			Zermatt		
	Un-corr ^d	Corr ^d	Change	Un-corr ^d	Corr ^d	Change	Un-corr ^d	Corr ^d	Change
1	+ 1	— 1	— 2	+ 1	— 1	— 2	+ 1	— 1	— 2
2	+ 2	— 2	— 4	+ 3	— 2	— 5	+ 5	— 4	— 9
3	+ 6	— 2	— 8	+ 5	— 2	— 7	+ 4	— 1	— 5
4	+ 8	+ 1	— 7	+ 8	+ 1	— 7	+ 3	0	— 3
5	+ 10	+ 2	— 8	+ 9	+ 4	— 5	+ 1	0	— 1
6	+ 6	+ 4	— 2	+ 9	+ 6	— 3	+ 4	+ 3	— 1
7	+ 5	+ 4	— 1	+ 7	+ 6	— 1	+ 5	+ 4	— 1
8	+ 15	+ 13	— 2	+ 9	+ 8	— 1	+ 8	+ 7	— 1
9	+ 15	+ 14	— 1	+ 0	0	0	+ 3	+ 3	0
10	+ 25	+ 24	— 1	— 17	— 16	+ 1	— 1	— 1	0
11	+ 42	+ 41	— 1	— 30	— 29	+ 1	+ 3	+ 3	0
12	+ 38	+ 37	— 1	— 48	— 47	+ 1	— 6	— 6	0
13	+ 38	+ 37	— 1	— 83	— 81	+ 2	— 11	— 11	0
14	+ 8	+ 8	0	— 59	— 58	+ 1	— 11	— 11	0
15	+ 5	+ 5	0	— 64	— 63	+ 1	— 17	— 17	0
16	+ 3	+ 3	0	— 68	— 67	+ 1	— 23	— 23	0
17	+ 4	+ 4	0	— 68	— 67	+ 1	— 31	— 30	+ 1
18	+ 8	+ 8	0	— 68	— 67	+ 1	— 32	— 31	+ 1
Total for dist. zones			— 39				— 21		
Zones A—O (near zones)			— 2				+ 34		
Total			— 41				+ 13		
							+ 4		

*) Bowie: U. S. Coast and Geod. Survey. Special Pub^a No. 40, Washington, p. 20—48.

5. Conclusion. It has been shown that the inclusion of the attraction of distant topography and its compensation in the Hayford-Bowie tables is largely illusory, since the attraction for all zones beyond 35° is between 50 and 200% different from what it would be if calculated for perfect hydrostatic equilibrium.

In calculating attractions in future there seem to be three possible courses:

1. To continue to use the Hayford and Bowie tables uncorrected.
2. To use the tables and correct by (1) and (2).
3. Not to consider the distant zones at all.

A small change in the assumptions would change the corrections for the outer zones by a large factor, for instance if compensation were only 98% complete, a further change as big as that discussed above would be produced; or if the strain in the crust is assumed to be a minimum the correction vanishes altogether*). It thus seems impossible to predict the attraction of these zones, even approximately, without making very detailed assumptions. There is therefore little to be gained by using the corrected tables. In principle it would probably be best to omit zones 1—5 (that is all zones beyond 35°) altogether. On the other hand a large number of stations have been reduced using the existing tables, and if it is decided to omit the outer zones in future, it would be desirable to remove their effect from these stations also. The work involved in doing this is not great. The decision whether it is worth while must be left to those directly concerned.

In using results reduced by the tables to discuss such questions as the ellipticity of the equator or the difference between the form of the northern and the southern hemisphere, care must be taken that systematic error is not introduced.

Kann die Laplacesche Differentialgleichung für das Schwerkraftpotential auch innerhalb der Erdkruste als erfüllt angesehen werden?

Von L. Grabowski, Lwów (Lemberg)

Es könnte müßig erscheinen, diese Frage aufzuwerfen, da es ja bekannt ist, daß dies nicht der Fall ist. Wenn ich trotzdem darauf zu sprechen komme, so geschieht es, weil in einigen in diesem Jahre erschienenen Abhandlungen die Behauptung ausgesprochen und zu begründen versucht wird, die Anwendung der Laplaceschen Differentialgleichung sei als Näherung auch innerhalb der Erdkruste gestattet, und aus dieser Behauptung zum Teil auch weitere Folgerungen gezogen werden.

*) Jeffreys: M. N. R. A. S. Geophys. Suppl. Vol. 3, p. 30 (1932).

In einer in Gerlands Beitr. z. Geophys. 41, Heft 2 (1934) erschienenen Abhandlung lesen wir auf S. 183 (W bedeutet das Schwerkraftpotential, ω die Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung, α die Abplattung, f die Gravitationskonstante):

„Da in der Erdkruste, unter ρ die Dichte verstanden, $4\pi f\rho < \alpha^2$ ist, kann in den Punkten daselbst die Poissonsche Gleichung $\Delta W = 2\omega^2 - 4\pi f\rho$ durch die Laplacesche Gleichung $\Delta W = 2\omega^2$ ersetzt werden, wenn Größen von der Ordnung α^2 vernachlässigt werden dürfen.“

Hierbei wäre zunächst zu fragen, was eigentlich mit der Vernachlässigung von Größen der Ordnung α^2 gemeint ist. Sollte es etwa bedeuten, daß in der Berechnung der Abstände des Geoids von einer passend gewählten gravimetrischen Referenzfläche (etwa einem Ellipsoid oder einem Niveausphäroid) Fehler um Strecken, die im Verhältnis zum Erdradius klein von der Ordnung α^2 sind, als zulässig erachtet werden, so wäre demgegenüber zu bemerken, daß dies Strecken von der Größenordnung von 70 m sind, also von derselben Größenordnung wie die Geoidabstände selbst, da diese letzteren nach den Abschätzungen von Helmert und der auch heute überwiegenden Ansicht nur in wenigen kleinen Gebieten 100 m übersteigen können, im allgemeinen aber viel kleiner bleiben; die erwähnte Vernachlässigung wäre also nicht zulässig.

Aber auch abgesehen davon ist die Motivierung der Zulässigkeit der Verwendung der Laplaceschen Gleichung statt der Poissonschen mit der Ungleichung $4\pi f\rho < \alpha^2$ nichtig; denn diese Ungleichung besteht nicht. Sie hat nämlich überhaupt keinen Sinn, da $4\pi f\rho$ und α^2 Größen von verschiedener Dimension sind. Die erstere hat die Dimension $[t^{-2}]$, also die des Quadrates einer Winkelgeschwindigkeit; α^2 dagegen ist eine reine Zahl.

Ersetzt man aber, wie oben gesagt, $2\omega^2 - 4\pi f\rho$ durch $2\omega^2$, so heißt das Größeres gegenüber Kleinerem vernachlässigen. Denn $2\omega^2$ ist annähernd gleich

$\frac{1}{3712 \cdot 10^6 \text{ sec}^2}$, während $4\pi f\rho$, wenn man ρ in der Erdkruste gleich 2,7mal der

Dichtigkeit des Wassers bei 4° C annimmt, annähernd $\frac{1}{0,44 \cdot 10^6 \text{ sec}^2}$ ist; also etwa

8400mal größer als $2\omega^2$.

In derselben Abhandlung liest man an einer weiteren Stelle auf derselben Seite, wobei g die wahre, γ die dem Niveausphäroid entsprechende Schwerebeschleunigung bezeichnet:

„Denn der Unterschied zwischen den beiden Termen

$$\left(\frac{\partial g}{\partial n}\right)_0 h \quad \text{und} \quad \left(\frac{\partial \gamma}{\partial n}\right)_0 h$$

in den Formeln (2) und (3) ist von der Ordnung der Terme, also im allgemeinen größer als α^2 .“ Darin bedeutet $(\partial/\partial n)_0$ Differentiation nach der äußeren Normale des Niveausphäroids (oder auch des Geoids) in einem Punkte der Erdoberfläche und h die Meereshöhe dieses Punktes.

Hierzu ist zu bemerken, daß der Unterschied der beiden Terme offenbar (wie die Terme selbst) eine Beschleunigung ist, also wieder nicht vergleichbar mit der reinen Zahl α^2 .

In einer später erschienenen Abhandlung (von einem anderen Verfasser) in der Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 1934, Heft 5/6, die sich mit der Frage der Verwendung von Schwerebeobachtungen zur Ermittlung der Undulationen des Geoids befaßt, wird das Schwerkraftpotential W zerlegt in

$$W = U + T, \dots \dots \dots (2)$$

wobei U „eine das Potential in den Punkten des Geoids annähernd darstellende Funktion, die bis auf den Schwerpunkt im Gesamtraum harmonisch*) ist“ (also $U = \text{const.}$ die Gleichung eines Niveausphäroids) bedeutet. Es wird dann mit g und γ' die wahre und die „theoretische“ Schwerebeschleunigung (letztere nämlich $= -\partial U / \partial n$) im Punkte P des Geoids bezeichnet und mit γ die theoretische Beschleunigung im Punkte Q des Niveausphäroids, der auf derselben Normale des Geoids liegt. Auf S. 247 lesen wir dann:

„... Das Verfahren liefert ... bei Vernachlässigung von Größen der Ordnung des Quadrates der Abplattung α

$$g - \gamma + \frac{2T}{a} + \frac{\partial T}{\partial r} = 0.“ \dots \dots \dots (4b)$$

(a bedeutet den mittleren Radius der Erde.) Und nun zwei Zeilen weiter wieder, wie in der früher erwähnten Abhandlung: „Da in den Punkten der Erdkruste $4\pi f \rho < \alpha^2$ ist, kann man mit derselben Genauigkeit in allen Punkten des Geoids die Laplacesche Gleichung $\Delta T = 0$ als erfüllt ansehen, und daher als partikuläre Lösung der Differentialgleichung (4b) eine harmonische Funktion ansetzen...“

Da ΔU infolge der Wahl der Funktion U gleich $2\omega^2$ ist, beruht die über ΔT gezogene Schlußfolgerung $\Delta T = 0$ offenbar darauf, daß in der aus (2) folgenden Gleichung

$$\Delta W = \Delta U + \Delta T$$

die linke Seite, also $2\omega^2 - 4\pi f \rho$, durch $2\omega^2$ ersetzt wird. Man hat hier also wieder dieselbe unzulässige Vernachlässigung, und zwar wieder mit derselben irrtümlichen Begründung.

Es wird dargelegt, daß die in einigen neueren Abhandlungen ausgesprochene Behauptung, die Anwendung der Laplaceschen Differentialgleichung für das Schwerkraftpotential sei (statt der Poissonschen) als Näherung auch innerhalb der Erdkruste gestattet, auf einem Irrtum beruht.

*) Aus dem auf S. 248 angeschriebenen Ausdruck für U ersieht man indessen, daß der Verfasser unter U eigentlich (wie üblich) die Summe einer harmonischen Funktion und des Potentials der Zentrifugalkraft versteht.

Vorträge, gehalten auf der XI. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,
am 13. bis 15. September 1934 in Pymont

Über mikroseismische Bodenunruhe und Brandung

Von **Karl Jung**, Potsdam — (Mit 5 Abbildungen)

Der enge Zusammenhang zwischen mikroseismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung an der norwegischen Küste, den E. Tams für den Zeitraum vom 20. Januar 1932 bis zum 10. Februar 1932 nachgewiesen hat, besteht auch zwischen der Bodenunruhe in Potsdam und der norwegischen Brandung.

Auf Grund geologischer Erwägungen über den unterirdischen Verlauf des kaledonischen Gebirges hat R. Schwiner eine Kartenskizze entworfen, auf der die Gebiete eingetragen sind, in denen bei Brandung an den verschiedenen europäischen Küsten verhältnismäßig starke mikroseismische Bodenunruhe zu erwarten ist*). Hiernach umfaßt der Einflußbereich der norwegischen Brandung Schleswig-Holstein und das Gebiet zwischen der Ostsee und der Elbe etwa bis zur Linie Greifswald—Berlin. An den Grenzen dieses Gebietes liegen die Erdbebenwarten Hamburg und Potsdam, deren Aufzeichnungen häufig von starker Bodenunruhe gestört sind.

Für Hamburg hat E. Tams kürzlich nachgewiesen, daß selbst aus kleinem Material enge Beziehungen zwischen Bodenunruhe und norwegischer Brandung abgeleitet werden können**), und es liegt nahe, dieselbe Untersuchung für Potsdam auszuführen. Hierbei mag es fürs erste genügen, einfach die Amplituden der Potsdamer Aufzeichnungen an Stelle der Hamburger Werte in die ausführlich dargestellten Formeln einzusetzen.

Daß Beobachtungsmaterial umfaßt Bodenunruhe und norwegische Brandung zu den Terminen 7 und 18^h Weltzeit vom 20. Januar bis 10. Februar 1932. In dieser Zeit kamen auffallend große Schwankungen der Amplituden vor, so daß die Beobachtungen Aufschluß über manche Einzelheiten erwarten lassen. Die Brandung an der Biskaya und der schottisch-irischen Küste war zur selben Zeit gering.

Fig. 1 zeigt den Verlauf der Amplituden der Bodenunruhe in Hamburg und Potsdam, und läßt erkennen, daß in beiden Orten nahezu dieselben Ursachen wirksam sein müssen. Hiernach müssen auch die Beziehungen zwischen der Bodenunruhe in Potsdam und dem Quadrat der Brandungswerte***) recht eng sein.

*) R. Schwiner: Zeitschr. f. Geophys. **9**, 335 (1933).

) E. Tams: Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa. Ebenda **9, 23—31, 295—300 (1933).

***) Von Tams mit B'^2 bezeichnet. Ebenda **9**, 26 (1933).

O. Meissner hat aus Monatsmitteln besonders enge Beziehungen zwischen Bodenunruhe und der maximalen Luftdruckdifferenz im Wetterkartengebiet gefunden*); im einzelnen scheinen sie aber nicht vorhanden zu sein, denn Fig. 1 läßt einen angenähert parallelen Verlauf der Luftdruckdifferenzen und der Bodenunruhe nur etwa vom 28. Januar an erkennen. Demnach ist der maximale Luftdruckunterschied nur bei bestimmten Wetterlagen ein Maß für die Ursache der Bodenunruhe.

Ein Versuch, Beziehungen der Bodenunruhe zu den Winden und der zeitlichen Luftdruckänderung am Ort der Erdbebenwarten aufzufinden, hat zu keinem Erfolg

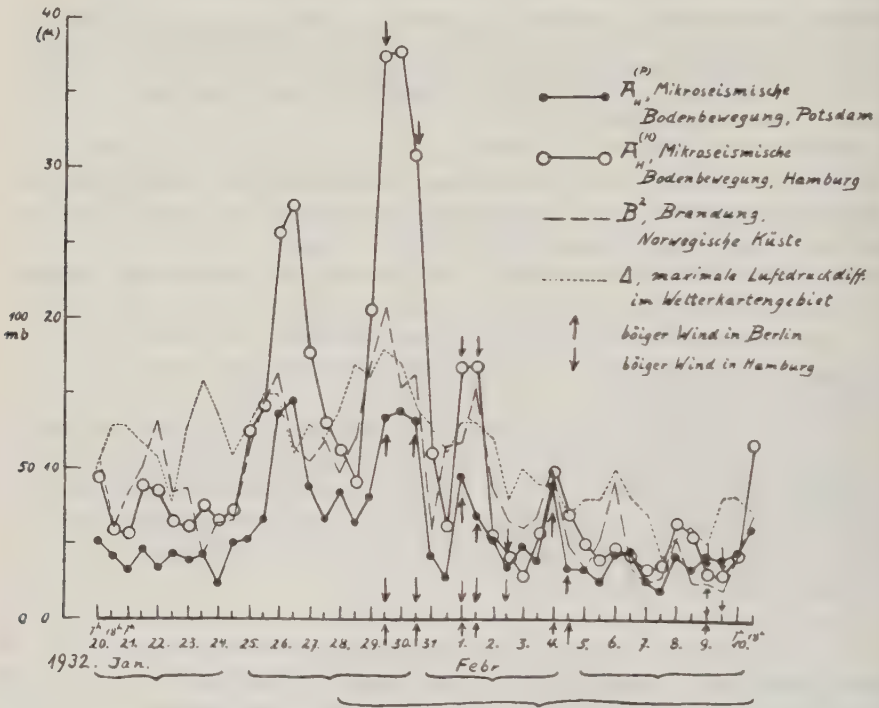


Fig. 1

geführt. Allenfalls mag bisweilen böiger Wind die Bodenunruhe vergrößern. Durchgängig ist das aber, wie Fig. 1 erkennen läßt, anscheinend nicht der Fall.

Die Tabelle (S. 329) gibt eine Übersicht über die Korrelationskoeffizienten und deren mittlere Fehler**).

*) Otto Meissner: Seegang in Norwegen und mikroseismische Bewegung. Ann. d. Hydrogr. 1918.

**) Berechnet nach der Formel von Meissner: mittl. Fehler = $\sqrt{1 - k^2/n - m}$. k = Korrelationskoeffizienten, n = Anzahl der Beobachtungen, m = Anzahl der Unbekannten (hier 2, Regressionskoeffizient und Konstante).

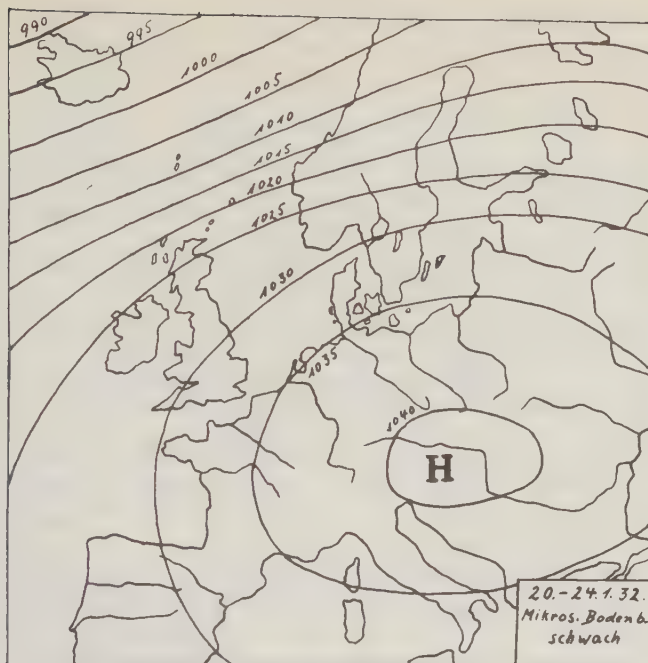


Fig. 2 a

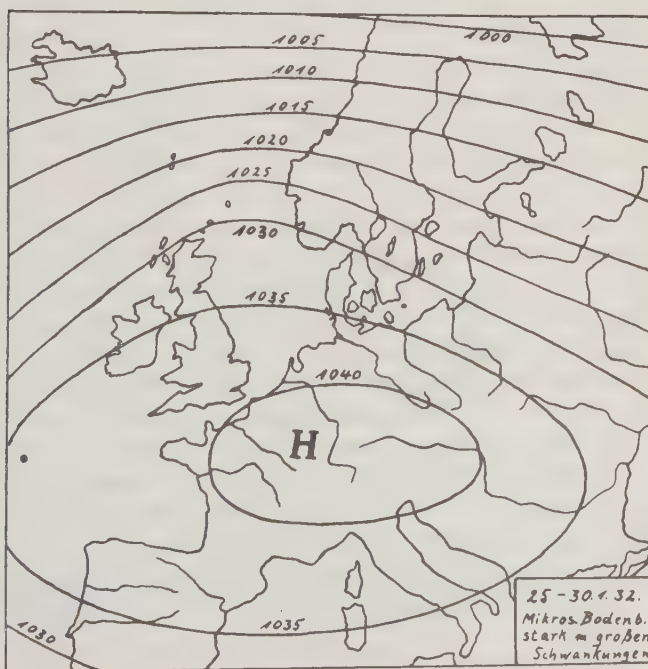


Fig. 2 b

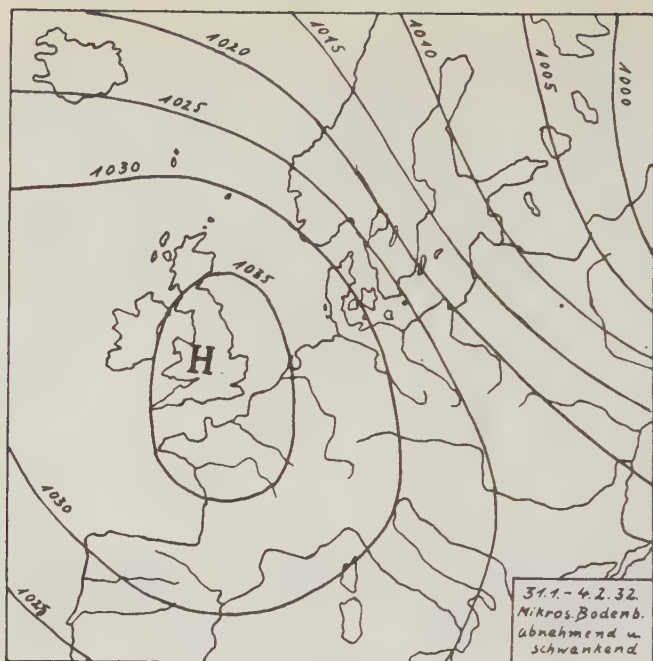


Fig. 2 c

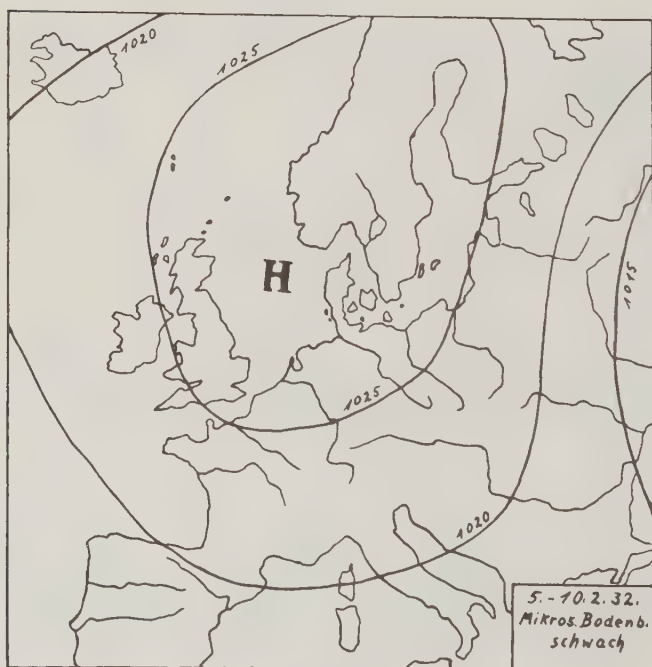


Fig. 2 d

	$A_H^{(P)}$	$A_H^{(H)}$	B^2
$A_H^{(H)} \dots \dots \dots \left\{ \right.$	$\begin{matrix} 0.92 \\ \pm 05 \end{matrix}$	$\begin{matrix} * \\ \end{matrix}$	$\begin{matrix} * \\ \end{matrix}$
$B^2 \dots \dots \dots \left\{ \right.$	$\begin{matrix} 0.74 \\ \pm 10 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0.80 \\ \pm 09 \end{matrix}$	$\begin{matrix} * \\ \end{matrix}$
$\Delta \text{ 20. 1.—10. 2. } \dots \left\{ \right.$	$\begin{matrix} 0.58 \\ \pm 12 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0.64 \\ \pm 12 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0.76 \\ \pm 10 \end{matrix}$
$\Delta \text{ 28. 1.—10. 2. } \dots \left\{ \right.$	$\begin{matrix} 0.77 \\ \pm 12 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0.76 \\ \pm 13 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0.83 \\ \pm 10 \end{matrix}$

$A_H^{(P)}$, $A_H^{(H)}$ = Amplitude der Horizontalkomponente der Bodenunruhe in Potsdam, Hamburg,

B^2 = Quadrat des Brandungswertes, Norwegen,

Δ = maximale Luftdruckdifferenz im Wetterkartengebiet.

Im Gegensatz zu Hamburg scheint aber in Potsdam nur die Brandung an der südnorwegischen Küste wirksam zu sein, wie die folgenden Regressionsgleichungen zeigen.

Potsdam:

$$A_H^{(P)} = 0.05 \cdot B_1^2 \pm 04 + 0.03 \cdot B_2^2 \pm 05 + 0.06 \cdot B_3^2 \pm 10 + 0.44 \cdot B_4^2 \pm 17 - 0.01 \pm 1.00$$

Hamburg (nach Tams):

$$A_H^{(H)} = 0.17 \cdot B_1^2 + 0.15 \cdot B_2^2 + 0.32 \cdot B_3^2 + 1.08 \cdot B_4^2 - 6.96$$

B_1 norw. Brandung mehr als 2000 km von Hamburg entfernt*),

B_2 „ „ 1500—2000 „ „ „ „

B_3 „ „ 1000—1500 „ „ „ „

B_4 „ „ weniger als 1000 km von Hamburg entfernt.

Der Beobachtungszeitraum läßt sich in vier Teile teilen, in denen die Bodenunruhe schwach, stark mit großen Schwankungen, abnehmend und schwankend, und zum Schluß wieder schwach ist. Für diese Zeiten (20.—24. 1., 25.—30. 1., 31. 1.—4. 2., 5.—10. 2. 1932) wurde aus den 8^b (M. E. Z.)-Wetterkarten die mittlere Luftdruckverteilung abgeleitet (Fig. 2). Die ersten beiden Karten bestätigen die bereits von Meissner berechneten Isobaren**), während die anderen Karten die naheliegende Tatsache erläutern, daß bei abnehmenden Luftdruckunterschieden Winde, Brandung und Bodenunruhe gleichfalls abnehmen. Der Verlauf der Isobaren scheint anzudeuten, daß, wie zu erwarten, der Wind bei langer Windbahn die norwegische Küste senkrecht treffen muß, damit starke Bodenunruhe hervorgerufen wird. Leider ist der Fall, daß ein Tiefdruckgebiet über Mitteleuropa liegt, im Beobachtungszeitraum nicht aufgetreten.

Die Ergebnisse dieser kleinen Untersuchung berechtigen wohl zu der Erwartung, daß die Bearbeitung größeren Materials geeignet ausgewählter Erdbebenwarten wichtige Einzelheiten über die Beziehungen zwischen mikroseismischer Bodenunruhe und Brandung erkennen läßt und zu wertvollen geologischen Schlüssen führt.

*) Tams schreibt $X_{1,2,3,4}$. Zeitschr. f. Geophys. 9, 297 (1933).

**) O. Meissner: Ann. d. Hydrogr., Februar 1918, S. 92.

[Gehört zu den mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführten geophysikalischen Forschungsarbeiten]

Der geophysikalische Nachweis des Zechsteindolomits

Von **Max Müller**, Jena — (Mit 2 Abbildungen)

Es wird das Ergebnis einer im mitteldeutschen Ölgebiet ausgeführten geophysikalischen Messung mitgeteilt, welches mit einem neuen elektrischen Aufschlußverfahren gewonnen wurde. Unabhängig voneinander wurden ermittelt die petrographische Schichtenfolge und deren Wassergehalt. Das neue Aufschlußverfahren ermöglicht den Nachweis des Zechsteindolomits auch unterhalb der Salzstöcke. Die Fehler in der Bestimmung der Tiefe der Schichtgrenzen betragen etwa 2 %.

Die rapide Entwicklung der deutschen Erdölförderung stellt auch den geophysikalischen Aufschlußverfahren neue Aufgaben. Überblickt man den Arbeitsbereich der verschiedenen geophysikalischen Methoden, so zeigt sich, daß diese zwar wertvolle Angaben über die physikalischen Konstanten und Eigenschaften der oberhalb und in den Randzonen der Salzstöcke liegenden Schichten zu machen vermögen, daß sie aber nicht in der Lage sind, die Struktur der unterhalb der Salzstöcke liegenden Medien zu erforschen. Insbesondere ist noch keine Methode bekannt geworden, welche den Nachweis des unterhalb der Salzstöcke liegenden Zechsteinhauptdolomits ermöglicht. Nun ist aber gerade der Nachweis des Zechsteindolomits von größter praktischer Bedeutung, weil an den letzteren insbesondere in Mitteleuropa das Vorkommen von Erdöl gebunden ist. Es erscheint mir deshalb von Wichtigkeit, im folgenden das Ergebnis einer Messung mitzuteilen mit dem Ziel, einen neuen praktisch gangbaren Weg zur Bestimmung der Schichtenfolge der sowohl oberhalb als auch unterhalb von Salzstöcken liegenden Medien aufzuzeigen.

Die Meßmethode, welche zur Anwendung gelangte, hat die Aufgabe, die Ablaufzeit und Reaktionsgeschwindigkeit künstlicher im Erdboden erregter elektrolytischer Erscheinungen auf dynamischem Wege zu bestimmen. Zu diesem Zweck werden niederperiodische Ströme im Frequenzbereich von 0.1 bis 0.5 Hertz über eine als Gleichrichter arbeitende Glühkathodenröhre und über zwei polarisationsfreie Elektroden der Erde zugeleitet. Hierbei werden in den stromdurchflossenen Medien periodisch veränderliche elektrolytische Vorgänge ausgelöst, welche im Gleichrichter einen zusätzlichen Energieverlust hervorrufen, der vom Generator gedeckt werden muß. Eine Meßanordnung*), welche den zeitlichen Verlauf von Erregung und Polarisation getrennt voneinander zu registrieren

*) Max Müller: Ein neues elektrisches Aufschlußverfahren mit großer Tiefenwirkung. Gerlands Beitr. z. Geophys., Ergänzungshefte zur angewandten Geophysik 1934.

Da das in den Poren der Medien eingeschlossene Wasser stets gelöste Bestandteile des betreffenden Gesteins enthält, müssen die ausgelösten elektrolytischen Vorgänge auch von der petrographischen Natur der Medien abhängen. Betrachtet man die Indikationen der Fig. 1, so ergibt sich für die oberste Zone (mittlerer Buntsandstein) bei Elektrodenabständen von 20 bis 180 m nur eine geringe Frequenzabhängigkeit der Meßdaten. Ferner nehmen die Indikationen in diesem

Meßergebnisse

Medien	Mächtigkeit	Untere Schichtgrenze
Mittlerer Buntsandstein	200 m	200 m
Unterer Buntsandstein mit zunehmendem Tongehalt nach unten (die untersten 35 m nur Ton)	240 m	440 m
Ton	15 bis 20 m	455 bis 460 m
Dolomit.	25 bis 30 m	480 bis 485 m
Anhydrit	10 bis 15 m	495 m
Dolomit.	40 bis 45 m	534 bis 539 m
Anhydrit	30 bis 35 m	570 m
Steinsalz	100 m	660 bis 670 m
Anhydrit	20 m	690 m
Dolomit.	50 m	740 m
Urgebirge	von 730 bis 740 m an	

Bohrdaten

Alluvium und Deckgebirge	7 m	7 m
Buntsandstein.	424.28 m	431.28 m
Obere Zechsteinletten	18.75 m	450.03 m
Plattendolomit.	25.88 m	475.91 m
Anhydrit	10.29 m	486.20 m
Dolomit mit Stinkstein	41.50 m	527.70 m
Anhydrit mit etwas Ton	30.90 m	558.60 m
Steinsalz	98.72 m	657.32 m
Anhydrit	7.78 m	665.10 m

Ende der Bohrung

Abschnitt nur sehr wenig mit dem Abstand zu, für die Frequenz 0.2 Hertz z. B. von 1.26 bis 1.38. Von 180 m ab steigen die Meßdaten bei immer größer werdender Frequenzabhängigkeit infolge des nach der Tiefe zunehmenden Tongehalts im unteren Buntsandstein sehr rasch an bis zu einem Elektrodenabstand von 370 m. Es kommt dann eine aus fast reinem Ton bestehende Zone, wobei der langsame Anstieg der Meßdaten zwischen 370 und 410 m auf das Vorhandensein geringer Gipsspuren (im unteren Teile) schließen läßt. Im weiteren Verlauf der Kurven fällt bei den Abständen von 430, 470 und 660 m ein plötzlicher starker Rückgang

der Indikationen auf, welcher auf das Vorhandensein von Dolomit (kalkhaltiger Zonen) schließen läßt. Andererseits zeigt sich in den anhydrihaltigen Zonen bei 440, 500 und 620 m noch einmal ein geringer Anstieg der Indikationen, während im Salz bei abnehmender Frequenzabhängigkeit der Indikationen ein langsames Abflachen der Kurven erfolgt. Die Tiefe der Schichtgrenzen ergibt sich durch Multiplikation der Elektrodenabstände mit dem Faktor 1.1, der sich aus theoretischen Erwägungen herleitet.

Die vorstehende Tabelle zeigt nebeneinander die Bohrdaten und die Meßresultate. Der Vergleich der beiden ergibt, daß die Fehler in der Tiefenbestimmung im höchsten Falle 3 %, in der Regel aber nur 2 % betragen.

Es steht daher außer Zweifel, daß das neue Verfahren gegenüber der Vierpunktmethode einen großen Fortschritt bedeutet. Die Vorteile der neuen Methode sind die folgenden:

1. Es genügen kleine Elektrodenabstände, um in große Tiefen vorzudringen, während bei der Vierpunktmethode der Abstand der beiden äußeren Elektroden mindestens das Dreifache der angestrebten Tiefe betragen muß.

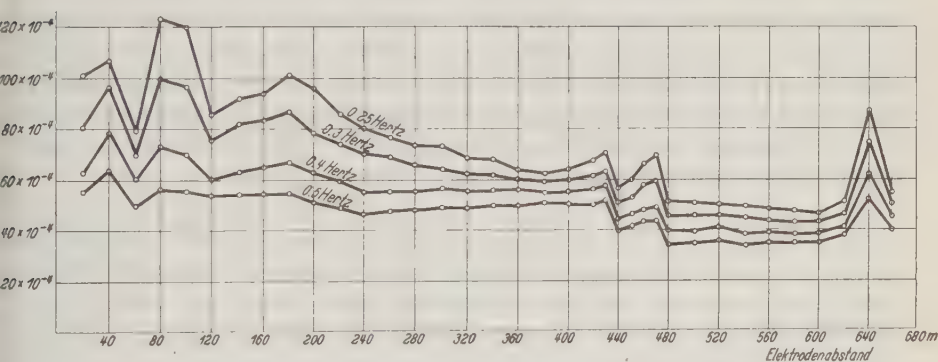


Fig. 2. Reaktionsgeschwindigkeit als Funktion des Elektrodenabstandes für verschiedene Frequenzen

2. Die Tiefenwirkung übertrifft diejenige der in der Literatur bekannten elektrischen Methoden um ein Mehrfaches. Umfangreiche Messungen (etwa 5000 Registrierungen), die vom Verfasser in Hannover vorgenommen worden sind, zeigen, daß die Tiefenwirkung des Verfahrens mindestens 2000 m beträgt und noch weiter gesteigert werden kann.

3. Das Verfahren gestattet auch die Erforschung der unterhalb der Salzstöcke gelegenen Medien.

4. Das Verfahren ermöglicht auf Grund der Frequenzabhängigkeit der Meßdaten eine direkte Aussage über die petrographische Natur der Medien.

Die Reproduzierbarkeit der Messungen steht außer Zweifel, da die letzteren sowohl bei nassem als auch bei trockenem Boden vorgenommen wurden und

an ein und demselben Profil wiederholt wurden. Die Abweichungen betrugen jeweils nur 1 bis 2%. Die Eigenpolarisation der Elektroden kann durch Verwendung polarisationsfreier Elektroden unterdrückt werden. Man kann aber auch in manchen Fällen (insbesondere bei trockener Oberfläche) zwei Kupferelektroden verwenden, deren Eigenpolarisation bekanntlich nur 10^{-3} Volt beträgt, ein Betrag, der gegenüber einer Erregerspannung von 100 Volt nicht ins Gewicht fällt. Daß die Indikationen unabhängig von der Ohmschen Belastung sind, habe ich in der erwähnten Arbeit bereits gezeigt.

In technischer Hinsicht lassen sich noch eine Reihe von Verbesserungen erzielen. Ausgedehnte Arbeiten, welche vom Verfasser in der Nähe Jenas und bei Rabis in Thüringen vorgenommen wurden, lassen darauf schließen, daß es möglich ist, die Indikationen im Frequenzbereich von 0.05 bis 0.15 Hertz mindestens zu verdreifachen und auf diese Weise eine schärfere Trennung der Schichten zu erzielen.

Zum Schluß sei noch gezeigt, daß das Verfahren auch den Wassergehalt der Medien zu ermitteln gestattet. In der Fig. 2 sind als Ordinaten die Reaktionsgeschwindigkeiten, welche die Änderung der Polarisation in der Zeiteinheit angeben, und als Abszissen die Elektrodenabstände aufgetragen. Man erkennt deutlich die Variation des Wassergehalts im mittleren Buntsandstein. Die Hauptwasserhorizonte liegen in einer Tiefe von 100 m und weiterhin jeweils im Dolomit, während sich der Salzstock als trockenes Medium abhebt. Interessant ist, daß die wasserführenden Zonen durch eine Erhöhung der Frequenzabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeiten **gekennzeichnet** sind.

Berichtigung

(Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. X, Heft 5/6, 1934)

In der Tabelle S. 253, Zeile 2 bis 5 lies: *K* statt km

K bedeutet Kilocycles (Frequenz).

Vorträge, gehalten auf der XI. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,

am 13. bis 15. September 1934 in Pyrmont

Die geophysikalische Reichsaufnahme

Von W. von Seidlitz, Berlin

Eine geophysikalische Reichsaufnahme wurde vom Reichswirtschaftsministerium angeordnet, einstweilen vor allem, um die nötigen Unterlagen für Erdölbohrungen mit Reichsdarlehn zu gewinnen. An den Aufgaben, die inzwischen im Herbst 1934 in Angriff genommen wurden, sind neben der Geologischen Landesanstalt in Berlin die Institute in Göttingen, Jena, Potsdam und München beteiligt.

Die angewandte Geophysik macht es sich zur Aufgabe, die Zusammensetzung, die Eigenschaften und Tektonik der tieferen Erdschichten zu untersuchen. Sie ist dabei einerseits auf die Erfahrungen geologischer Forschung, andererseits auf die Entwicklung physikalischer Präzisionsinstrumente angewiesen, um allmählich ihre Messungsmethoden immer erfolgreicher auszubauen.

Soweit es sich um die Erforschung der obersten Erdoberfläche (etwa 2 bis 5000 m) handelt, haben diese Messungen heute auch schon eine praktische Bedeutung für die Wirtschaft erlangt, weil sie die Feststellungen der geologischen Schichtforschung und des Bergbaues wesentlich unterstützen. Die tiefsten Bergwerke und die modernen Tiefbohrungen (mehr als 3000 m) geben immer nur Stichproben und Teilausschnitte, und die daraus abgeleiteten geologischen Schlußfolgerungen weisen, selbst für den seit mehr als 100 Jahren durchforschten deutschen Boden, immer noch beträchtliche Lücken auf.

Was nun die fortschreitende Verfeinerung und Verbesserung der Meßinstrumente anlangt, so dürfen wir wohl mit Stolz feststellen, daß die Erfindungen deutscher Forscher und Konstrukteure sich in aller Welt wachsender Anerkennung erfreuen, daß sie in ihrem eigenen Heimatlande zu einem unentbehrlichen Hilfsmittel des Bergbaues und der Tiefbohrtechnik, meist im Auftrage der privaten Wirtschaft wurden, daß ihnen aber noch niemals die Kraftprobe einer großen Gemeinschaftsaufgabe auferlegt wurde, um die verschiedenen sich ergänzenden Arbeitsmethoden und Apparate einzusetzen und dadurch erfolgversprechende Aufschlüsse zu erzielen. Wenn man auch eine wissenschaftliche Aufgabe nicht ohne weiteres mit den Konkurrenzen vergleichen kann, die zum Aufblühen unserer technischen Industrie, zur Konstruktion immer leistungsfähigerer Maschinen und damit zu der Entwicklung unserer Verkehrsmittel beitrugen, so wird es aber auch hier heißen dürfen: *πόλεμος πάντων πατὴς*. Neben den altbewährten Instrumenten,

die schon seit Jahrzehnten der Erforschung des Bodens dienen, sind heute genug Neuschöpfungen und Verfeinerungen bekannter Aufnahmeapparate startbereit, so daß man erwarten darf, daß neue große Aufgaben uns bald in die Lage versetzen werden, die besten Apparate und schnellsten Arbeitsmethoden aufzufinden, um neben den Forschungsaufgaben auch der deutschen Volkswirtschaft durch die notwendige Feststellung wirtschaftlich wertvoller Bodenschätze wesentlich zu nützen. Der Aufgabenkreis kann aber in heutiger Zeit selbstverständlich nur eine möglichst vollständige Erforschung der tieferen deutschen Bodenschichten sein.

Es ist deshalb auf das wärmste zu begrüßen, daß die Reichsregierung aus wirtschaftlichen Erwägungen eine solche geophysikalische Reichsaufnahme angeordnet hat, und daß durch die persönliche Initiative des Führers und Reichskanzlers uns auch bereits die für das laufende Jahr nötigen Mittel dazu bereitgestellt worden sind. Soweit die Notgemeinschaft dazu nicht in der Lage war, sind besondere Reichsmittel schnellstens verfügbar gemacht worden. Zur Durchführung dieser Aufgabe ist eine Kommission eingesetzt worden, in der die führenden Institute und die besten Fachkenner vertreten sind. Weitere Mitarbeiter und bewährte Privatfirmen sollen nach Maßgabe der Arbeiten herangezogen werden.

Hier soll vor allem nur von den geologischen Voraussetzungen und Feststellungen die Rede sein, die dieser Aufgabe zugrunde liegen, während ich die Behandlung der wichtigen instrumentellen und methodischen Fragen den berufenen Fachvertretern überlassen muß. Was die geologische und geographische Anordnung der Arbeiten anlangt, so kann es sich im Augenblick noch nicht darum handeln, schon jetzt an die Gesamtaufgabe der geophysikalischen Untergrundforschung in allen deutschen Gauen heranzutreten, die große Mittel für viele Jahre erfordern wird. Es soll zuerst mit einem Teilprogramm von wirtschaftlicher Dringlichkeit noch in diesem Herbst begonnen werden, um dabei die Methoden, die Instrumente und die Zusammenarbeit der beteiligten Institute zu erproben. Es ist dies eine Erforschung der besonderen Untergrundverhältnisse im nordwestdeutschen Erdölgebiet zwischen Weser, Elbe und dem Harzrand, sowie im badischen Teil des Rheintales. Daran wird sich eine Untersuchung der Erdölgebiete außerhalb der Provinz Hannover und weiterhin solcher Gebiete anschließen, in denen Eisenerze, Kohle und sonstige mineralische Rohstoffe zu erwarten sind. Aus ihrer Aneinanderreihung wird sich dann allmählich ein Gesamtprogramm gestalten lassen, das zum Endziel einer kartographischen Darstellung ganzer großer Boden- und Lagerstättenprovinzen führen müßte.

Befassen wir uns kurz mit den geologischen Fragen. Die Nordwestdeutsche Ebene wird nach dem geographischen Oberflächenbild begrenzt einmal von den Ausläufern der deutschen Mittelgebirge im Süden und von der Nord- und Ostseeküste im Norden. Geologisch ist das Bild wesentlich komplizierter. Schon nördlich des Harzvorlandes (Quedlinburger Mulde, Subherzynische Kreidemulde) taucht nochmals ein Höhenrücken auf, der mehr geologische als geographische Bedeutung hat: die Flechtinger Höhe, die zwar nicht mehr Gebirgscharakter zeigt, aber in ihrem Kern noch Gesteine des älteren Untergrundes aufweist und demnach als

eine versunkene Parallelschwelle zum Harz anzusehen ist. Ihre nordwestliche Fortsetzung versinkt in die Tiefe, hat aber für die Verteilung der erdölführenden Schichten größte Bedeutung. Es gilt also, ihren nordwestlichen Verlauf im Untergrunde und die Neigungsverhältnisse der Flanken dieser versunkenen Schwelle möglichst genau festzustellen. Nicht genug damit, kennen wir aus dem Untergrund nördlich der Elbe eine weitere versenkte Schwelle, die oberflächlich gar nicht mehr hervortritt und nur durch Tiefbohrungen und vereinzelte geophysikalische Messungen bekannt wurde. Die Geologen pflegen sie als die Pompeckjsche Schwelle zu bezeichnen. Das Rüstzeug der Geologie und der vergleichenden Schichtenkunde genügen aber nicht, dieses versunkene Gebirge mit allen Höhen, Tiefen und den Neigungen seiner Böschungen so genau zu erkennen, wie es die Erforschung wirtschaftlich nutzbarer Lagerstätten erfordert. Jedenfalls handelt es sich hier wiederum um einen parallelen Höhenzug zu Harz und Flechtinger Höhe, dessen Verbindungen nach Norden wir noch nicht kennen, dessen beträchtliche magnetischen und gravimetrischen Anomalien aber auf verhältnismäßig hoch liegendes Grundgebirge und damit stellenweise vielleicht auch auf Erzlager schließen lassen. An seinen Flanken oder auf seinem Rücken mögen die Ausläufer der deutschen Steinkohlenmulde zu suchen sein, die ja schon in nicht abbauwürdigen Vorkommen südlich Berlin erbohrt wurden.

Neben diesen Feststellungen der Großtektonik des Untergrundes ist die Hilfe der angewandten Geophysik dringend notwendig für die Umgrenzung der einzelnen Erdölbezirke, die im hannoverschen und braunschweigischen Gebiet (wie aber auch in Texas usw.) vor allem an die Salzhorste oder Salzdomen gebunden sind. Von diesen Salzhorsten, die zumeist Aufpressungen von Zechsteinsalzen an einzelnen Störungslinien darstellen, sind nur vier (Wietze, Nienhagen, Edesse und Oberg) von Erdölfeldern umgeben, zwölf weitere weisen Ölsuren auf, während die weitaus größte Zahl nur gelegentlich durch geophysikalische Messungen oder Kalibohrungen nachgewiesen, aber noch nicht näher untersucht oder abgebohrt wurde. Private, aber nicht zugängliche Messungen liegen von manchen Stellen vor; es fehlt aber jede zusammenfassende Übersicht, die notwendig wird, wenn im Jahre 1935 wiederum Erdölbohrungen aus Reichsmitteln unterstützt werden sollen. Für die Reichsbohrungen des Jahres 1934 (58 Bohrungen, davon 2 in Baden und 7 in Thüringen, der Rest verteilt auf die verschiedenen Salzstöcke und -sättel Niedersachsens zwischen Ochtrup an der holländischen Grenze und Gifhorn und Sottorf bei Hamburg im Norden und dem Fallstein im Süden; neben rein geologischen Schürfb Bohrungen von 140 bis 200 m (in der Mehrzahl Tiefbohrungen von 1000 bis 2000 m Tiefe) liegen nur geophysikalische Messungen im Konzessionsgebiet der Einzelfirmen vor, während für die Gewährung von Reichsdarlehen zu Erdölbohrungen im Jahre 1935 neue Grundlagen gesucht werden müßten, die eine regionale Verknüpfung dieser Einzeluntersuchungen ermöglichen.

Für das thüringische Erdölgebiet sind im Augenblick geophysikalische Messungen noch nicht nötig, da hier die Geologie noch einmal einen Versuch nur mit eigenen Methoden unternimmt durch Aufnahme einer sogenannten Struktur-

oder Streichkurvenkarte, bezogen auf einen bestimmten Schichtenkomplex (Hauptdolomit des Zechsteins), die Untergrundsverhältnisse und Störungen festzustellen.

Neben Niedersachsen und Thüringen sind aber noch zwei erdöhlöffige Gebiete zu erwähnen: das Oberrheintal und Oberbayern. Oberbayern scheidet noch so lange aus, bis die dortigen Konzessionsverhältnisse eine Klärung erfahren. Es unterliegt aber keinem Zweifel, daß man hier ebenso wie am sonstigen Außenrand der alpinen Gebirge (Galizien, Rumänien) mit Erdölfunden zu rechnen hat, wenn auch die Mißerfolge von Wiessee bisher abschreckten. Im Rheintal ist Erdöl seit altersher auf der elsässischen Seite bekannt und neuerdings bei Bruchsal erbohrt. Auch hier wird die geophysikalische Untersuchung wesentlich zur Klärung der Schollenverhältnisse am Rand des Rheintalgrabens beitragen müssen, nachdem die Geologie seit Jahrzehnten nicht über die Großanalyse der Gebirgs-gestaltung hinausgekommen ist.

Schon diese angedeuteten Aufgaben sind umfangreich genug und erfordern einen großen Aufwand an instrumenteller wie personeller Hilfe. Aber auch in den nicht erwähnten dazwischenliegenden Mittelgebirgsschwellen werden sich neben den rein wissenschaftlichen Problemen der geophysikalischen Bodenerforschung, die zur Ergänzung des Gesamtbildes notwendig ist, noch Aufgaben für den Nachweis von Erzlagerstätten (mit elektrischen Methoden) zeigen, die später schrittweise in Angriff genommen werden sollen.

Daraus ergeben sich aber unsere Aufgaben, die eine Gemeinschaftsarbeit zwischen angewandter Geologie und angewandter Geophysik mit sich bringen. Die geophysikalische Erforschung des deutschen Bodens hat demnach zwei Probleme: Die erste Aufgabe hat die Großstrukturen des Untergrundes und die geologischen Fragen der Großtektonik (Flechtinger Höhe, Pompeckjsche Schwelle, Rheintalgraben usw.) zu klären, die andere besteht darin, in Einzelmessungen die besonderen Strukturen des Bodens zu erforschen, die für die Feststellung der Erdölvorkommen, der Salzhorste, Schollen und Falten notwendig sind und hat dort einzusetzen, wo geologische Erkundung gegenüber der Kleintektonik nicht mehr ausreicht.

Die Ergebnisse der Großstrukturen des Bodens sind noch nicht unmittelbar, sondern nur mittelbar für den Ansatz von Tiefbohrungen zu verwerten. Sie werden in Untersuchungen des Schwerefeldes und des magnetischen Feldes der Erde bestehen und ermöglichen, Becken und Schwellen oder Horste festzustellen und damit auch die Lage der Schichten des Untergrundes zu erkennen, die als Träger nutzbringender Lagerstätten (besonders Erdöl) wichtig sind und in bestimmten Beziehungen zu diesen neu erkannten Großstrukturen des Bodens stehen. Die hierfür notwendigen Messungen sind vor allem Pendelmessungen, die in einem nicht zu weitmaschigen Netz verteilt werden sollen, so daß an sie dann die Schweremessungen 2. Ordnung (Drehwaagemessungen) angeschlossen werden können. Erst beide vereinigt werden an den besonders zu erforschenden wirtschaftlich wichtigen Brennpunkten der Erdölindustrie das vollständige Abbild des Untergrundes geben können, denn die von der Drehwaage gemessenen Schwere-

gradienten sind nicht allein von den Strukturen der erdölgeologisch direkt interessierenden Schichten hervorgerufen worden, sondern auch von den Großstrukturen des tieferen Untergrundes beeinflusst.

Ein etwas detaillierteres Bild dieser Großstrukturen geben die magnetischen Messungen 1. Ordnung, die ähnlich wie die Pendelmessungen zum Anschluß der Variometermessungen dienen, die dann die einzelnen Störungskörper nach Ausdehnung und Richtung ermitteln sollen. Diese nebeneinander hergehende Feststellung der Schwereanomalien wie der magnetischen Anomalien ist deshalb nötig, da es auch Schwereanomalien gibt, die magnetisch nicht abgebildet sind; besonders dort, wo die Erhebungen des Untergrundes aus dichten Gesteinen nicht eruptiven Ursprungs zusammengesetzt sind.

Die magnetische Untersuchung 1. Ordnung ist bereits von der Notgemeinschaft aus in Angriff genommen worden. Variometermessungen, die es erst möglich machen, diese Ergebnisse auch geologisch auszuwerten, sind in einem Teil des Erdölgebietes bereits im Gange und werden bis zum Frühjahr 1935 durchgeführt sein.

Die Messungen 2. Ordnung, die die unmittelbar wichtigen Strukturen des Erdölfeldes ermitteln und abgrenzen sollen, sind solche mit der Drehwaage und seismische Messungen. Sie sind deshalb wichtig, weil sie nicht nur der Aufsuchung der Salzhorste dienen, sondern auch Aufschluß über Einzelheiten geben, wie der Ausbildung der Flanken der Salzhorste, von Verwerfungen, Faltungen usw. Besonders die seismischen Messungen werden deshalb wertvoll, weil sie in der Lage sind, bei den Gesteinen, die den Salzhorst selbst zusammensetzen, recht verlässliche Tiefenangaben zu machen. Sie müssen deshalb von Fall zu Fall in ständigem Vergleich mit den gemachten geologischen Aufschlüssen angesetzt und ausgewertet werden, und sie beschränken sich selbstverständlich vorläufig nur auf die für die nächstjährigen Erdölbohrungen vorgesehenen Gebiete.

Alle diese Arbeiten verteilen sich, nach eingehendem Plan, auf die Institute von Potsdam, Jena, Göttingen, München und die Geologische Landesanstalt in Berlin, wozu noch einige der bekannten Privatfirmen herangezogen werden müssen. Bewähren sich Methoden und Zusammenarbeit, so wird vom nächsten Jahre ab der Plan allmählich eine Erweiterung erfahren können, besonders dann, wenn neue Instrumente eventuell eine Beschleunigung erlauben.

Es freut mich, diesen Plan in seiner vorläufigen Form Ihnen hier bei der diesjährigen Jahresversammlung erstmalig bekanntgeben zu können, indem ich zugleich dem Präsidenten der Gesellschaft für die Aufforderung zu dieser Mitteilung danke, ebenso aber besonders dafür, daß wir es seiner und Prof. Angenheisters Anregung verdanken, daß dieser große Plan der Gemeinschaftsarbeit in Angriff genommen werden konnte.

Zum Schluß richte ich die Bitte an die anwesenden Fachgenossen, ihrerseits tatkräftig dazu beizutragen, daß die Arbeiten nicht nur reibungslos erledigt, sondern auch noch weiter ausgebaut und vertieft werden, damit die deutsche Wissenschaft diese große Forschungsaufgabe, nach dem Wunsch unseres Führers, so durchführen kann, daß die heimatliche Rohstoffwirtschaft daraus Nutzen zieht.

Erdbeben und andere Erdrindenbewegungen

Von A. Sieberg, Jena

Auszug aus dem Vortrag. Letzterer faßte in einem Rückblick grundsätzliche Ergebnisse neuerer makroseismischer Arbeiten zusammen und gab einen Ausblick auf Anwendungsmöglichkeiten, die bei der in Deutschland begonnenen Umstellung der Erdbebenforschung Bedürfnissen der deutschen Wirtschaft beachtliche Dienste leisten können.

Die Seismik befaßt sich hauptsächlich mit den Geschwindigkeiten der regelten Elastizitätswellen im praktisch homogenen Fels des Grundgebirges. Hingegen sind für die Erforschung der Erdbeben praktisch und theoretisch die Beschleunigungen, die Wirkungen auf Erdboden und Menschenwerke, das Wichtigste; d. h. die wirren Schwingungen des lockeren Deckgebirges in seiner petrographischen und tektonischen Mannigfaltigkeit sowie die gleichfalls verwickelten Gebäudeschwingungen. Arbeitsmethoden der Erdbebenforschung werden wohl auch in absehbarer Zeit die makroseismischen bleiben, und zwar in engster Anlehnung an die Geologie; jedoch müssen sie von planmäßiger experimenteller Nachprüfung mancher Einzelheiten weitergehenden Gebrauch machen als bisher.

Seitdem wir wissen, daß und weshalb die Erdbebenwirkungen nicht der Herdenergie parallel gehen, erhalten auch die Skalen als Wirkungsindikatoren eine andere Bedeutung. Nicht nur die praktischen Erfolge, sondern auch experimentelle Untersuchungen bestätigen die Brauchbarkeit der Skalen. Dementsprechend führten neuzeitliche Iseistenkarten zur Ableitung brauchbarer Gesetze, die überall in der Welt ihre Allgemeingültigkeit unter Beweis gestellt haben. Die Klärung der Entstehungsursachen von Erdbeben gab Aufschlüsse über die eigenartigen Energieverhältnisse im Herd, die für Theorien der Gebirgsbildung grundlegende Bedeutung gewinnen. Schadenminderung durch vorbeugende Maßnahmen ist bei straffer Organisation möglich. Als Summe aller bekannten Erdbebenkraftfelder bringt die Erdbebengeographie die erdrückende Fülle von Einzeltatsachen in ein für Theorie und Praxis leicht überschaubares System. Jedoch stößt die Schaffung einer möglichst erschöpfenden und wirtschaftlich brauchbaren Erdbebenkarte Deutschlands noch auf erhebliche Schwierigkeiten bei der Materialbeschaffung.

Die Bedürfnisfrage nach Erdbebenforschung in Deutschland wurde bereits durch die wirtschaftliche Bedeutung mancher Schadengebiete bis zu einem gewissen Grade bejaht. Sie ist endgültig in positivem Sinne entschieden, sobald die nicht zuletzt von der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena angebaute Umstellung berücksichtigt wird, die im letzten Jahrzehnt durch zufällig angeforderte Sonderuntersuchungen für mannigfache Kreise der deutschen Wirtschaft angeregt wurde. Seitdem ist das Sondergebiet bodenmechanisch-technischer

Erdbebenforschung im Werden. Diese verfolgt ausgesprochen das Ziel, in planmäßiger Forschung und deren Prüfung am Objekt neue Grundlagen zu schaffen, um der deutschen Wirtschaft auf breiterer Basis als bisher ins Gewicht fallende Dienste zu leisten. Untersuchung und Beratung bodenmechanischer Fragen mancherlei Art für Technik, Industrie, Bergbau und Küstenschutz, im Hinblick auf Bau- und Betriebssicherung, Unfallverhütung und juristische Streifälle deuten die Hauptprogrammpunkte an. Die hierfür geplanten Aufgaben und Arbeitsmethoden berühren sich nur selten mit dem Arbeitsbereich der bereits bestehenden Forschungsstätten für Bodenmechanik, so daß wohl eine planmäßige Ergänzung sehr gut möglich, aber überflüssige Doppelarbeit kaum zu befürchten ist.

Meßbare dauernde, zum Teil säkulare Bodenbewegungen in Deutschland, hervorgerufen teils von tektonischen Kräften, teils von Auslaugungserscheinungen in Salzlagern und von anderen bodenverändernden Naturvorgängen, die entweder auf Substanzverlust oder auf Spannungsänderung beruhen, treten als Schadenbringer unter und über Tag in die Erscheinung. Sie alle haben je nach den Umständen nicht nur natürliche Ursachen, sondern können auch durch mancherlei Wirtschaftsmaßnahmen künstlich ausgelöst werden. So handelt es sich bei Auslaugungsschäden und Grubeneinstürzen gewissermaßen um künstliche Einsturzhoben, bei Gebirgsschlägen um künstliche tektonische Beben, während für Dammbrüche beide Möglichkeiten bestehen. In sämtlichen Fällen können sich die Fragen ergeben: Ob das sichtbare Oberflächenbild vom erdbebenkundlichen Standpunkt aus bestimmte Annahmen über die Tiefengeologie stützt; wieweit unbeeinflussbare Naturvorgänge oder vermeidbare menschliche Kunstfehler eine Rolle spielen; ob erdbebenkundliche Erfahrungen gegen geplante Sicherungsmaßnahmen sprechen oder welche zweckmäßigeren zu wählen sind. So führt das Studium natürlich bedingter Bodenbewegungen zur Möglichkeit sachgemäßer und gerechter Beurteilung auch künstlich ausgelöster. Und bei der nahen Verwandtschaft mit zahlreichen Erdbebenerscheinungen versteht es sich von selbst, daß gerade die Erdbebenforschung, allerdings in engster, wenn auch nicht alleiniger Anlehnung an die Geologie, wie wohl keine andere Wissenschaft für den Gesamtkreis dieser Forschungsarbeit berufen ist. Die Probleme und auch die Arbeitsmethoden sind die gleichen oder mindestens nahe verwandt. Zudem liefern die Erdbeben für weite Flächen Antriebskräfte von solcher Größe, daß meistens Studienobjekte aller Arten und Grade für die äußeren und inneren Bedingungen der schädlichen Wirkungen in größter Mannigfaltigkeit und Zahl zu finden sind.

Über einige neue Apparate für Bodenexplorationen und deren etwaige Beziehungen zur Wünschelrutenreaktion

Von F. Linke, Frankfurt a. M.

In den letzten Jahren sind einige Apparate entstanden, die für die physikalische Erforschung der obersten Erdschichten von Wert sind, die aber deswegen von den Geophysikern bisher nicht oder nur wenig untersucht worden sind, weil die Konstrukteure ihren inneren Bau und damit den physikalischen Messungsvorgang geheim halten, ihn andererseits aber mit der Wünschelrutenreaktion parallel setzen, deren Realität jetzt zwar in zunehmendem Maße anerkannt, deren Wesen jedoch in keiner Weise aufgeklärt ist. Die Tatsache, daß in weiten Volkskreisen den mit den neuen Apparaten nachweisbaren geophysikalischen Kraftquellen oder Zuständen das größte Interesse entgegengebracht wird, hat mich veranlaßt, mir diese Apparate etwas genauer anzusehen.

Ich spreche zunächst über das geophysikalische Meßgerät von Dr. L. Machts in Marburg, weil mir dessen Bau in allen Teilen erklärt worden ist und auch die Wirkungsweise ziemlich offen daliegt. Es ist in seinem wesentlichsten Teil eine vertikal aufgestellte Rahmenantenne, die durch irgendeinen Primärsender in Eigenschwingungen gesetzt wird. Die Intensität dieser Eigenschwingung wird entweder durch ihr Pfeifgeräusch mit dem Kopfhörer verfolgt oder nach Gleichrichtung des Wechselstromes am Amperemeter abgelesen. Es zeigt sich, daß über Inhomogenitäten des Erdbodens, also über Verwerfungen, Spalten, Grenzen von Lagerstätten, aber auch über Kanälen und Wasserleitungen, die erzeugende oder die erzeugte Welle deformiert ist, was man erkennen kann, wenn man die Rahmenantenne um eine vertikale Achse dreht. Man kann die deformierte Welle auch durch eine Braunsche Röhre sichtbar und photographierbar machen. Dieser Machtssche Apparat ist eine Fortbildung der an mehreren Stellen erfolgten Untersuchungen über die Empfangsstärke von Radiowellen, über die letzthin auch Herr E. Cloos in der Zeitschrift für Geophysik und der Ingenieur Volker Fritsch in der „Umschau“ berichteten.

Der große Vorteil dieses Apparates ist, daß er von einem einzelnen Mann getragen werden kann und sofortige Lokalisierungen der Bodeninhomogenitäten liefert. Allerdings gehören zur exakten Deutung der beobachteten Wellendeformation noch weitere Erfahrungen, die auf Experimente gestützt sein müssen.

Eine zweite Kategorie von Apparaten bedient sich einer Anodenröhre, deren Gitter mit einem isolierten Auffangkörper (Elektrode) verbunden ist. Durch freie oder induzierte Ladungen, die auf diesem Körper entstehen oder vergehen, wird der Anodenstrom, den man beobachten kann, gesteuert. Diese „Gittersteuerungsgeräte“ können entweder in der einfachen Aufmachung des Italieners De Vita oder, wohl noch besser, in der Form verwandt werden, die die Herren Stehle und

Futterknecht in Stuttgart gewählt haben. Es lassen sich jedoch noch sehr viele andere Schaltmöglichkeiten denken, die aber an dem Meßprinzip nichts ändern. Hier besteht zunächst die Frage: Was mißt der Apparat? Um diese Antwort drücken sich alle Erfinder herum. Meines Erachtens können Steuerungen des Anodenstromes mit Hilfe der Gitterelektrode auf folgende verschiedene Weise zustandekommen:

1. Durch Kapazitätsänderungen an der Gitterelektrode. Da diese aber höchstens von Unregelmäßigkeiten der Erdoberfläche, nicht von Inhomogenitäten der darunterliegenden Erdschichten hervorgebracht werden können, muß man sie ausscheiden, wie das die Herren Stehle und Futterknecht dadurch tun, daß sie die plattenförmige Elektrode unterhalb ihres vor dem Bauche getragenen Apparates einbauen, wo sie gegen die Kapazitätsänderungen ziemlich geschützt ist.

2. Durch Änderung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft. Die durch den Ionenstrom aufgeladene Gitterelektrode ändert ihre Spannung je nach den Leitfähigkeitsverhältnissen der Luft. Also über Gegenden mit stärkerem Radiumgehalt wird eine langsamere Aufladung des Gitters zustandekommen. Wir wissen bereits, daß über Erdspalten und Verwerfungen gewöhnlich eine höhere Leitfähigkeit vorhanden ist, weil die Emanation hier leichter austreten kann.

3. Durch Raumladung, d. h. Veränderung des Potentialgradienten.

4. Durch elektrische Erdluftströme. Und hier wäre die Frage zu prüfen, ob nicht entweder der vertikale Leitungsstrom oder der immer noch nicht aufgefundene Gegenstrom über Inhomogenitäten des Erdbodens Verstärkungen oder Abschwächungen erfährt, die dadurch begründet sein können, daß bei schnellerer Abfuhr und Zufuhr der Elektrizität durch leitfähige Erdschichten auch die Zufuhr in der Luft geändert sein muß.

Durch bestimmte Anordnungen und Versuche wird sich zweifellos schnell entscheiden lassen, welche Zustände oder Kräfte der Erde die Galvanometerausschläge an diesem Gerät hervorrufen. Und der Apparat wird sich so umformen lassen, daß eindeutige Beobachtungen möglich sind. Danach wird er aber auch für die Erkundung der obersten Erdkruste verwendungsfähig sein.

Bei beiden genannten Apparategruppen wird die genaue Bestimmung der Tiefe Schwierigkeiten machen. Angeblich verfügen die Konstrukteure aber schon über empirische Formeln, nach denen sie diese Tiefe bestimmen können. Es ist aber die Frage berechtigt, ob überhaupt aus größeren Tiefen Einflüsse auf diese beiden Apparattypen vorhanden sein können. Meines Erachtens ist es unbedingt notwendig, daß sich am Vertrieb der Apparate nicht interessierte Wissenschaftler mit diesen Apparaten beschäftigen. Die sonst in wissenschaftlichen Kreisen übliche vornehme Zurückhaltung ist hier sicher nicht am Platze.

Und das bringt mich wieder auf die Wünschelrute, mit der man diese Apparate vergleicht, obgleich sie, wie ich gezeigt habe, physikalisch gänzlich voneinander verschieden sind. Tatsache ist aber, daß die Wünschelrute und diese physikalischen

Meßgeräte in auffallender Weise an den gleichen Stellen Besonderheiten des Untergrundes anzeigen.

Bei der Kategorie der Schwingungsgeräte (z. B. Apparat von Dr. Machts) kann man am leichtesten einen Parallelismus finden, wenn man es als erwiesen betrachtet, daß vom lebenden Organismus Wechselfelder ausgehen, wie sie im Elektrokardiogramm aufgezeichnet werden. Man könnte sich vorstellen, daß über Inhomogenitäten des Erdbodens Änderungen des Schwingungszustandes des Nerven-Muskelsystems eintreten, die von sensiblen Naturen bemerkt werden. Der Ausschlag der Wünschelrute ist dann nur eine angelernete, aber unbewußte Muskelkontraktion. Hingegen sehe ich bei den Gittersteuergeräten keinen physikalischen Parallelismus mit der Wünschelrute, wenn man nicht der bisher durchaus in der Luft schwebenden Hypothese beitreten will, daß nämlich korpuskuläre Strahlungen und damit Elektrizitätsströmungen an den „Reizstellen“ entweder vom Boden ausgehen oder in verstärktem Maße vom Boden angezogen werden. Für diese Elektrizitätsströme fehlt uns aber vorläufig jede physikalische Bestätigung.

Die Aufklärung des Wünschelruteneffektes ist zweifellos sowohl Aufgabe des Geophysikers wie verschiedener Zweige der medizinischen Wissenschaft. Wir können aber damit erst beginnen, wenn wir physikalisch vollkommen durchsichtige Apparate haben. Sich auf die subjektiven Wahrnehmungen von Wünschelrutengängern zu verlassen, halte ich für höchst gefährlich. Insofern erwecken diese neuen Meßgeräte die Hoffnung, daß durch sie auch die Klärung des Wünschelruteneffektes gefördert werden kann.

Notwendig ist für die weitere Forschung ein physikalisch gut ausgerüstetes Laboratorium über einer Verwerfung, einer Spalte oder eines anderen wohldefinierten Reizstreifens im Sinne der Wünschelrute. Auf und neben diesem Reizstreifen sollten eine Zeitlang mit den verschiedensten, bekannten und neuen, geophysikalischen Geräten systematische Beobachtungen angestellt werden. Ich denke besonders an die erdmagnetischen Elemente, Erdströme entlang und quer zum Reizstreifen, sowie die hier geschilderten Messungen mit dem Schwingungsgerät und Gittersteuerungsgeräten.

Diskussionsbemerkung zu dem Vortrag von Herrn F. Linke in der Gesellschaft für Geophysik, Pyrmont, am 13. September 1934

Von **Walther Gerlach**, München

Ich möchte den Vorschlag von Herrn Linke, die Geräte, welche man kurz — aber vorerst noch nicht mit Recht — als „physikalische Wünschelrute“ bezeichnet, streng wissenschaftlich zu prüfen, auf das nachhaltigste unterstützen. Es wird hier nötig sein, auf die ganz umfangreiche Literatur zurückzugreifen, in welcher solche Prüfungen und Untersuchungen schon vorliegen. Bekanntlich hat man elektrische Schwingungsverfahren zur Erforschung des Erdinnern ja schon seit Jahrzehnten probiert. Heranzuziehen wären auch die Ergebnisse umfangreicher Versuche über Erdungswiderstände und Kapazitäten von ausgebreiteten Antennen; ferner Versuche über den Einfluß der Bodenbeschaffenheit auf die Ausbreitung der sogenannten Erdtelegraphieströme. Besonders hierüber müssen aus Versuchen während des Krieges umfangreiche Erfahrungen vorhanden sein, die besonders auch Anomalien der Ausbreitung behandeln, die auf wechselnder Beschaffenheit des Erdbodens beruhen. Soweit ich unterrichtet bin, werden gerade derartige Versuche schon in weitem Umfang zur Feststellung des Laufes von Erzadern u. dgl. verwendet.

Wenn man die von Herrn Linke beschriebenen Apparate wissenschaftlich untersuchen will, so muß man sich vor allem über die physikalischen Begriffe dessen, was man feststellen will, klar sein. So spricht ein solcher Apparat nicht auf die „Leitfähigkeit“ des Bodens an, sondern auf den Widerstand, d. h. es kommt außer der Materialkonstante, nämlich der spezifischen Leitfähigkeit, auch auf die Länge und den Querschnitt an. Ein Schwingungskreis reagiert nicht auf die geänderte Dielektrizitätskonstante, sondern auf die geänderte Kapazität. Wenn man radioaktive Ausstrahlungen untersuchen will durch Messen der Volumenionisation, so darf man nicht von Raumladungen sprechen. Wenn schließlich der Zusammenhang von Wellenindikatoren mit Wünschelrutenreaktionen unter der hypothetischen Annahme der Existenz von Schwingungen des menschlichen Körpers gesucht werden soll, so kann man nicht an der Frage der Dämpfung dieser Wellen vorbeigehen. Bemerkenswert in diesem Zusammenhang ist die Feststellung der Herren Wüst und Wimmer in einer gerade erschienenen Arbeit, daß die Wünschelrute auf eine neuartige Form von Wellen ansprechen soll und daß — wie in ihr wiederholt mit besonderer Betonung hervorgehoben wird — kein einziges der von Herrn Linke beschriebenen Geräte irgendetwas mit dieser Wünschelrutenstrahlung zu tun haben soll.

Zur Frage der Geländekorrektur bei Drehwaagemessungen

Von G. Tüchel, Hannover

Es wird gezeigt, wie sich nach der Schweydarschen Geländekorrektur die Korrektionskoeffizienten für verschiedene Instrumentenhöhen (90—140—200 cm) in den Gradienten und Krümmungswerten verhalten. In den Gradienten ergibt größere Bezugspunkthöhe Herabminderung des Geländeeinflusses bis 3 m Entfernung, aber Vergrößerung des Einflusses über 3 m hinaus. Bei größeren Entfernungen sind die Koeffizienten proportional den Bezugspunkthöhen. Bei den Krümmungswerten bewirkt Vergrößerung der Bezugspunkthöhe besonders günstige Verhältnisse, indem größere Bezugspunkthöhe über alle Entfernungen kleinere Geländewirkung zur Folge hat. In größerer Entfernung werden bei den Krümmungswerten die Korrektionskoeffizienten für alle Bezugspunkthöhen gleich.

Für die Berücksichtigung der quadratischen Glieder ist entscheidend das Größenverhältnis der Höhen einander gegenüberliegender Strahlen. Ein Ansteigen des Geländes über die Höhe des Bezugspunktes braucht nicht immer die Berücksichtigung der quadratischen Glieder zu verlangen. Einige Beispiele über das Ausmaß der quadratischen Glieder werden zahlenmäßig erläutert. Wird teilweise linear (Wirkung für Entfernungen n bis $n + 1$) und dann quadratisch (Wirkung für Entfernungen n bis $n + 2$) gerechnet, so ist neben der von Schweydar aufgestellten Reihe (I) eine Reihe (II) erforderlich für die Zwischenentfernungen $n + 1$ bis $n + 3$, falls die Ankettung in dieser Einteilung vorgenommen wird. Bei Verwendung einer als Mittel aus I und II gebildeten Reihe III kann das Anketteten an jedem beliebigen Punkte erfolgen. Die Reihe III führt praktisch zu denselben Ergebnissen wie die Reihe I, sie hat den Vorzug besserer Konvergenz und läßt sich für praktische Zwecke mit genügender Genauigkeit aus der linearen leicht ableiten. Es wird weiter gezeigt, daß sich die Berechnung der Geländekorrektur nach der quadratischen Gleichung unter Verwendung der bei der Vermessung erhaltenen Lattenablesung sehr einfach gestalten läßt.

Hannover, 16. September 1934.

Emanation in Boden- und Freiluft

Von **H. Israël**, Bad Nauheim — (Mit 4 Abbildungen)

Der erste Teil der Arbeit bringt eine kurze Zusammenstellung der wichtigsten bisher bekannten Tatsachen über den Emanationsgehalt des Bodens und der Atmosphäre mit besonderer Berücksichtigung ihrer Bedeutung und Verwendbarkeit für die Bioklimatologie. — Im zweiten Teil werden eine Reihe von Versuchen über die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Emanation im atmosphärischen Kolloid (Adsorbierbarkeit) und deren Konsequenzen für die Meßtechnik besprochen.

Das wachsende Interesse, das in den letzten Jahren die Emanation als Klimafaktor für die Biologie bzw. Bioklimatologie gewonnen hat, legt es nahe, den Stand der heutigen Kenntnisse vom Emanationshaushalt in Boden und Atmosphäre kurz zu betrachten, um daraus die Aufgaben für weitere Untersuchungen abzuleiten. Wenn auch das reine Tatsachenmaterial in letzter Zeit keine so wesentliche Ausweitung erfahren hat, daß darüber allein ein neuer Bericht gerechtfertigt erschiene, so macht doch die Betrachtung des Problems unter dem neuen klimatologischen Gesichtspunkt eine kurze zusammenfassende Darstellung notwendig, um daraus auf die Bedeutung, die die Em als Klimaelement besitzt oder gewinnen kann, zu schließen.

Dazu kommt nun, daß sich nach meinen letzten Messungen einige prinzipielle Bedenken gegen die übliche Emanationsmeßtechnik ergeben haben, die es wahrscheinlich machen, daß alle bisherigen Meßwerte nach dieser Methode zu klein sind, und die eine gewisse Revision sowohl der Meßtechnik als auch der Anschauungen über die physikalisch-chemische Natur der atmosphärischen Emanation notwendig machen. Über diesen Punkt wird im zweiten Teil kurz berichtet werden*).

Zusammenfassend läßt sich über die Bodenemanation**) etwa folgendes aussagen:

In geringer Bodentiefe schwankt der Emanationsgehalt außerordentlich stark: H. Bender¹⁾ findet kürzlich in Innsbruck in 25 cm Bodentiefe Schwankungen im Verhältnis 1 : 320, d. h. eine wesentlich größere Variation, als sie bisher für den Emanationsgehalt der unteren Freiluftsichten an ein und demselben Ort jemals beobachtet wurde. Mit größerer Tiefe nehmen bei gleichzeitigem Ansteigen der mittleren Werte die Schwankungen rasch ab: In 1 m Tiefe findet H. Bender noch Veränderlichkeit wie 1 : 10, A. Gockel²⁾ in Freiburg (Schweiz) 1 : 4 und J. Satterly³⁾ in Cambridge 1 : 8. In 2 m Tiefe wird ein im wesentlichen konstanter Maximalwert erreicht, der auch in größeren Tiefen bei homogenem Boden nicht mehr ansteigt. Dieser Maximalwert, der natürlich je nach der Boden-

*) Ausführlicher Bericht: H. Israël: Gerl. Beitr. **42**, 385 (1934).

**) Unter „Emanation“ ist im folgenden ausschließlich die Radiumemanation verstanden.

art schwankt, liegt bei homogenem Untergrund in der Größenordnung der nach dem Radiumgehalt des Bodens zu erwartenden Gleichgewichtsmenge. Die großen Schwankungen in geringeren Tiefen sind hervorgerufen durch meteorologisch bedingte Verschiedenheiten der Bodenatmung. Die Einflüsse von Luftdruckschwankungen, Wind, Bodenfeuchte, Schneebedeckung usw. auf die Bodenatmung sind ja bekannt. Daß in den obersten Bodenschichten stärkere Gehaltsschwankungen der Emanation gefunden werden, als in Freiluft, ist hierdurch ebenfalls verständlich, da bei der stärkeren Durchmischung der Freiluft sich Exhalationsschwankungen nicht im gleichen Maße im Freiluftgehalt widerspiegeln können.

Bei inhomogenem Untergrund, d. h. bei geologischen Unstetigkeiten, liegen nun, auch wenn diese nicht bis zur Erdoberfläche zutage treten, die Verhältnisse bekanntlich gänzlich anders: Der Emanationsgehalt der Bodenluft ist hier durchweg wesentlich höher, als dem Radiumgehalt der obersten Sedimentschicht nach zu erwarten wäre, geht aber schon in geringer Entfernung von der Unstetigkeit wieder auf normale Werte zurück, so daß also die Bodenemanation gewissermaßen eine radioaktive Projektion des geologischen Untergrundes an die Erdoberfläche darstellt und ihre Messung als wichtiges Hilfsmittel den geoelektrischen Aufschlußmethoden zur Seite steht⁴⁾.

Bezüglich der mittleren Em-Werte in verschiedenen Gegenden und Bodenarten sei auf die entsprechende Literatur verwiesen⁵⁾.

Über die periodischen Schwankungen der Bodenemanation im Laufe des Tages und Jahres liegen nur vereinzelte Messungen vor. Nach den Untersuchungen von H. Bender¹⁾ in Innsbruck kann man in großen Zügen mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Sommer rechnen, was im wesentlichen durch die stärkere Behinderung der Bodenatmung im Winter zu erklären ist. Die Messungen von K. Kähler^{5a)} scheinen dem zu widersprechen (Minimum im Winter, Maximum im Sommer), doch ist zu bedenken, daß diese nach der Leitfähigkeitsmethode in einer künstlichen Aushöhlung des Bodens gewonnen sind, also eher die Exhalation als die wahre Bodenemanation ergeben. Ähnliche Bedenken bestehen gegen die nach dem gleichen Verfahren bisher gewonnenen Tagesperioden [K. Kähler^{5a)}, H. Ebert und E. Kurz^{5b)}, L. Endrös^{5c)}]. Direkte Messungen des Tagesganges im Boden liegen noch nicht vor, doch kann man mit Vorbehalt die in Kellerluft gefundenen Perioden wenigstens qualitativ heranziehen. Hier ergibt sich ein sehr eigenartiges Bild:

In Fig. 1 sind zwei solche Messungen dargestellt, wie sie von W. Kosmath⁶⁾ in Graz (oben) und von F. Becker⁷⁾ in Frankfurt a. M. (unten) gefunden wurden. Während W. Kosmath bei doppelter Periode überhaupt nur eine sehr schwache Veränderlichkeit findet, ist in den Beckerschen Kurven, die in verschiedenen Jahreszeiten gewonnen sind, eine ausgesprochene dritteltägige Periode vorhanden, zu der ein Kommentar vorläufig noch vollkommen unmöglich erscheint, um so mehr, als in der gleichzeitig bestimmten Ionenzahl je nach der Jahreszeit nur die einfache bzw. doppelte Periode auftrat.

Nun zur bioklimatischen Bedeutung der Bodenemanation. Daß man diese mit zu den echten Klimafaktoren rechnet, obwohl es sich um eine variable Eigenschaft des Bodens und nicht der Atmosphäre handelt, ist dadurch gerechtfertigt, daß sie in der Pflanzenphysiologie und -klimatologie eine sehr wesentliche Rolle spielt.

Nach den umfangreichen Untersuchungen von J. Stocklasa⁸⁾ steht es heute außer Zweifel, daß die Emanation einen außerordentlich fördernden Einfluß

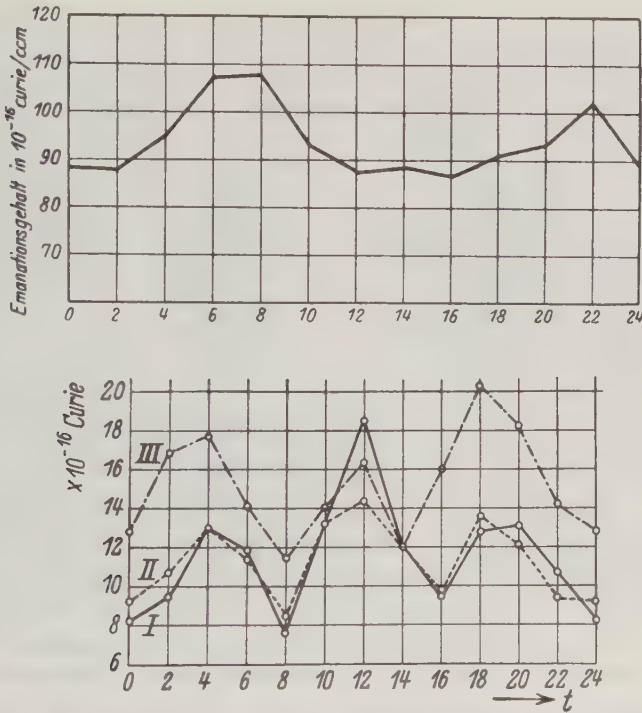


Fig. 1. Tagesgang der Emanation in einem abgeschlossenen Kellerraum in Graz (oben) und Frankfurt a. M. (unten)

auf die physiologische Entwicklung der Pflanzen hat. Sowohl nach Laboratoriumsversuchen als auch nach Beobachtungen an Pflanzen auf Böden verschiedener Aktivität sind die Exemplare, denen Emanation bzw. allgemeiner gesagt strahlende Substanz zur Verfügung steht, bezüglich ihrer ganzen Entwicklung — Keimung, Wachstum, Blüten- und Fruchtentwicklung, Widerstandsfähigkeit gegen Frost usw. — deutlich vor den anderen bevorzugt. In großen Zügen ist diese Wirkung so zu verstehen, daß in emanationsreichen Böden sowohl indirekt durch eine nachweisbare Vermehrung der Stickstoff assimilierenden Bakterien auf das Doppelte bis Dreifache begünstigte Ernährungsbedingungen geschaffen werden,

als auch direkt durch die in den Organismus aufgenommene Emanation eine erhöhte Tätigkeit des Zellprotoplasmas und jedenfalls eine vermehrte Zellkern-
teilung angeregt wird.

In Fig. 2, die der Monographie von J. Stocklasa entnommen ist, und zwei Beispiele gleichalter und unter sonst gleichen Entwicklungsbedingungen stehender Pflanzen auf Em-armen und Em-reichem Boden darstellt, ist der außerordentliche Einfluß der Em klar erkennbar.

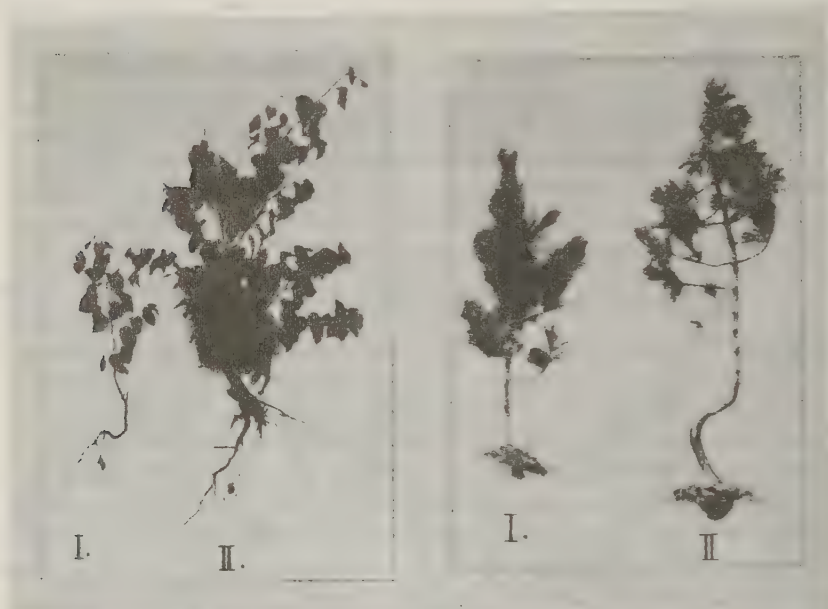


Fig. 2. *Fagus silvatica* (links) und *Pinus silvestris* (rechts)
aus emanationsarmem (I.) und emanationsreichem (II.) Boden

In klimatischer Beziehung wirkt sich dieser Em-Einfluß so aus, daß unter Berücksichtigung der sonstigen Klimafaktoren sowohl ganze Bezirke besonders günstige Vegetationsbedingungen infolge hoher Bodenaktivität besitzen können — so z. B. die Umgebung vom Vesuv, vom Äthna usw. —, daß aber auch mikroklimatische Bodenstellen erhöhten Emanationsgehaltes, beispielsweise über Verwerfungen, sich deutlich abheben, wie es u. a. im Kurpark von Bad Nauheim längs einer sowohl durch Em-Bestimmung im Boden*), als auch durch γ -Strahlungsmessungen⁹⁾ deutlich erkennbaren Verwerfung festzustellen ist. Zu erwähnen ist endlich die auffallend starke Algenentwicklung in allen fließenden und stehenden radioaktiven Gewässern.

*) H. Israël: noch nicht veröffentlicht.

In diesem Zusammenhang mag an einige andere bisher noch ungeklärte biologische Vorgänge erinnert werden, die vielleicht unter dem Gesichtspunkt der Bodenemanation bzw. Bodenexhalation eine neue Beleuchtung erfahren können: Die Bergkrankheit und das Wüschelruteproblem. Sowohl bei der Bergkrankheit, die an einigen direkt dafür berühmten Stellen des Hochgebirges immer wieder auftritt und nach W. Caspari¹⁰⁾ mit einer besonders starken Ionisation parallel zu gehen scheint, als auch beim Wüschelruteneffekt, an dessen Realität bei einzelnen Individuen auch bei schärfster Kritik nicht gezweifelt werden kann, sind m. W. bisher radioaktive Strahlungen noch nicht in Betracht gezogen worden. Einen Hinweis auf eine in dieser Richtung zu suchende Erklärung geben die kürzlich von H. Loßnitzer¹¹⁾ erwähnten Beobachtungen, daß überempfindliche Personen über stark radioaktivem Untergrund, also beispielsweise über Verwerfungen, starke Reaktionen allergischer Art zeigen. Wenn es sich bei dem Schritt von hier zum Wüschelrutens- bzw. Bergkrankheitsproblem auch um eine zunächst vage Arbeitshypothese handelt, so hat doch der Versuch, von dieser Seite aus an die besonders spröden Probleme des physikalisch-medizinischen Grenzgebietes heranzugehen, zum mindestens etwas Bestechendes, und dürfte der Berücksichtigung wert sein.

Für den Em-Gehalt der unteren Atmosphärenschichten ergibt sich in großen Zügen folgendes Bild: Die Em entstammt ausschließlich den Exhalationen der festen Erdrinde. Der mittlere Freiluftgehalt ist mit 1 bis $1.5 \cdot 10^{-16}$ Curie*) 1000- bis 10000mal kleiner als der Gehalt der Bodenluft; über See endlich beträgt er in Landform nur etwa 1% des Gehaltes über den Festländern. In Gebieten mit stark aktivem Untergrund und emanationsreichen Quellen kann der mittlere Freiluftgehalt sehr viel größer sein.

Ebenso wie alle atmosphärischen Eigenschaften zeigt auch die Emanation eine ausgesprochene jährliche und tägliche Variation. Der jahreszeitliche Verlauf ist gekennzeichnet durch geringe Werte im Winter und hohe Werte im Sommer, was im wesentlichen auch mit der jährlichen Exhalation der Emanation aus dem Boden übereinstimmt: In Fig. 3 ist oben der Jahresgang der Emanation in 2, 18 und 50 m Höhe in Graz¹²⁾, unten der Exhalationsverlauf in Innsbruck¹³⁾ dargestellt. Wie zu erwarten, ist die Jahresamplitude der Exhalation größer als die der Freiluftemanation.

Der Tagesverlauf ist in letzter Zeit von W. Messerschmidt¹⁴⁾ in Halle und von F. Becker¹⁵⁾ in Frankfurt a. M. genauer untersucht worden. Der Gang ist einfach periodisch (Fig. 4): Maximum in den frühen Morgenstunden, Minimum im Laufe des Nachmittags. Dieser Verlauf ist offenbar durch den Tagesrhythmus des Massenaustausches bedingt. Dies kommt deutlich zum Ausdruck in dem Unterschied zwischen Hochdruck- und Westwetterlage (Fig. 4) und in dem Messerschmidtschen Messungen, die durchweg einen zum Temperaturgang spiegel-

*) In Wirklichkeit dürfte er, entsprechend dem unten zu besprechenden Bedenken, gegen die Meßmethodik merklich größer sein.

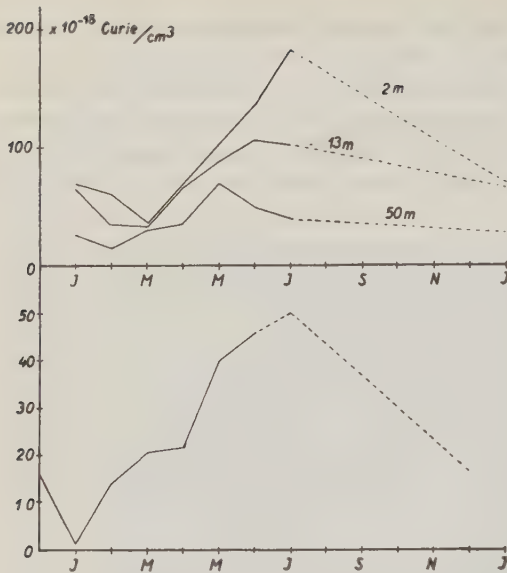


Fig. 3. Jahresgang der atmosphärischen Emanation in verschiedenen Höhen in Graz (oben) und der Em-Exhalation in Innsbruck (unten)

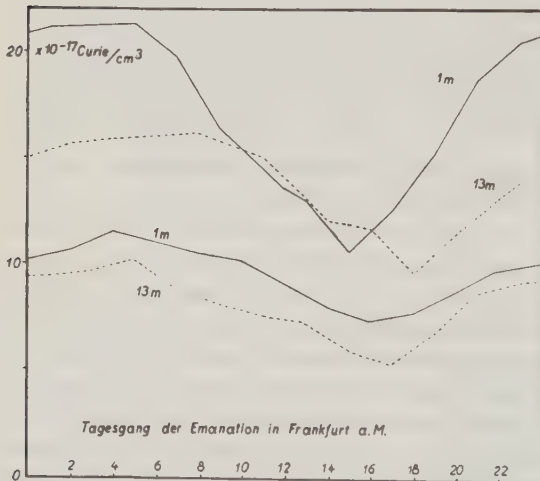


Fig. 4. Tagesgang an der atmosphärischen Emanation in 1 und 13 m Höhe in Frankfurt a. M.; bei Hochdruckwetter (oben) und Westwetterlage (unten) (4./5. IV. 1934 und 14./15. V. 1934)

bildlichen Verlauf zeigen. Die Temperatur kann man dabei in erster Näherung als Charakteristikum für die thermische Konvektion ansehen.

Der Zusammenhang der Emanationsverteilung mit dem Massenaustausch kommt am deutlichsten zur Geltung bei der Höhenverteilung der Emanation, die eine ganz ähnliche ist, wie die der Kernabnahme mit der Höhe¹⁶⁾, während sie bei einer rein gaskinetisch durch Diffusion entstandenen Höhenverteilung wesentlich anders aussehen würde¹⁷⁾.

Interessant ist hierbei die Parallele zur Kernzahl, die noch klarer zum Ausdruck kommt bei Messungen der Em unter, in und über einer Inversion¹⁵⁾, und die, um das hier schon vorwegzunehmen, den Anstoß zu den unten zu besprechenden Versuchen über Em und Aerosol gegeben hat.

Was nun die Bedeutung der atmosphärischen Emanation anbelangt, so ist auch hier, wie schon gesagt, neben der Lufterlektrizität in erster Linie die Bioklimatologie interessiert. Ich brauche nur zu erinnern an die durch gewisse Beobachtungen gestützte Hypothese von Storm van Leeuwen bezüglich des Zusammenhanges der Föhnkrankheit

in Innsbruck mit dem dort deutlich erhöhten Emanationsgehalt¹⁸⁾, an den balneologisch wichtigen Faktor der Dauerinhalationskur durch den Aufenthalt an einem radioaktiven Badeort, an die Erklärung der sog. Schneeberger Krankheit durch eine Art Emanationsvergiftung u. a. m., um die Bedeutung der Emanation als Klimafaktor außer Frage zu stellen. Andererseits muß allerdings gesagt werden, daß neben diesen Andeutungen zu einer systematischen Bearbeitung des Problems etwa in der Art, wie es J. Stocklasa für die Pflanzenphysiologie durchgeführt hat, das vorhandene Beobachtungsmaterial über die Luftemanation noch nicht im entferntesten genügen kann. Es ergibt sich daraus von selbst die Notwendigkeit, zunächst ein möglichst umfangreiches und zuverlässiges Tatsachenmaterial an möglichst vielen — und nicht nur den klimatisch besonders ausgezeichneten — Orten zu sammeln, ehe man auf Grund dessen auf statistischem Wege zur Auffindung klarer Verbindungslinien zwischen Luftemanation und biologischem Geschehen wird gelangen können. Daß diese bewußte Einbeziehung der Emanationsbeobachtung in das klimatologische Beobachtungsprogramm bisher noch nicht in wünschenswertem Maße möglich war, mag nicht zum wenigsten an der für den Nichtphysiker nur schwer zu handhabenden Meßmethodik liegen. Es ist daher notwendig, durch Vereinheitlichung und Erleichterung der Meßweise dem Klimatologen, Balneologen, Arzt, die Möglichkeit zur laufenden Messung zu geben, um so zu einem zuverlässigen und großen Tatsachenmaterial zu kommen, das in gleicher Weise dem Mediziner, Klimatologen und Geophysiker zugute kommen muß.

Emanation und Aerosol*). Die Höhenabnahme der Emanation und ihr Verhalten an Schichtgrenzen zeigt, wie oben erwähnt, eine deutliche Parallele zur Kernverteilung. Wenn dies auch auf den ersten Blick selbstverständlich erscheinen mag, da ja beide — Emanation und Kerne — als der Erdoberfläche entstammende Produkte durch den gleichen Vorgang des Austausches in die Atmosphäre verteilt werden, so kommt doch etwas anderes hinzu, das auf eine mehr als zufällige Parallele schließen läßt: Die bekannte außerordentlich leichte Adsorbierbarkeit der Emanation an allen kolloidalen und feinporösen Substanzen läßt es angesichts der Tatsache, daß in der Atmosphäre im Mittel 2 bis 3 Atomen Emanation Tausende von adsorptionsfähigen Kernen gegenüberstehen, kaum möglich erscheinen, daß die Emanation frei, d. h. gasförmig-atomar existieren kann. Schon A. Wigand, der in Halle auf dem 30 m hohen Institutsturm einen fünf- bis sechsmal höheren Emanationsgehalt als in Bodennähe fand¹⁹⁾, wies darauf hin, daß jedenfalls die Verbrennungsprodukte die Emanation okkludieren, und daß deshalb in der besonders kernreichen Luft in Schornsteinhöhe über der Stadt eine besondere Anreicherung derselben verständlich wird. Die Parallele zur Kernzahl wird durch diese Annahme selbstverständlich.

*) Da diese Fragestellung und ihre Konsequenzen a. a. O.¹⁶⁾ genauer behandelt sind, wird im folgenden nur das Wesentliche kurz zusammengefaßt.

Eine sehr wesentliche Bedeutung gewinnt diese Fragestellung für die emanometrische Meßtechnik und damit für die quantitativen Ergebnisse bezüglich des atmosphärischen Emanationsvorkommens.

Die Messung besteht im Prinzip bekanntlich darin, daß die emanationshaltige Luft in einem geschlossenen Gefäß bezüglich ihrer Ionisation untersucht wird; dabei kommt in praxi nur die ionisierende Wirkung der α -Strahlen von Em, RaA und RaC zur Geltung. Die bekannten Daten der α -Strahlen (Reichweite, Ionisierungsvermögen) erlauben unter Berücksichtigung einiger Korrekturen die Umrechnung des gemessenen Stromes in Emanationseinheiten. Voraussetzung ist dabei, daß die α -Strahlen ungehindert aus dem zerfallenden Atom austreten und ihren ganzen Ionisationsweg von einigen cm zurücklegen können. Ist nun die Emanation an Kernen adsorbiert, so muß der das Atom verlassende α -Strahl je nach seiner Richtung einen Teil des Kernes durchstoßen, er verliert also Energie und kann auf seinem Wege durch die Luft nicht mehr die volle Zahl von Ionenpaaren erzeugen. Außerdem wird er bei sehr hohem Kerngehalt auch auf seinem Wege noch auf Kerne auftreffen können und hier abermals Energie verlieren. In beiden Fällen ist eine Verminderung des Ionisationsstromes die Folge. Eine Auswertung der Messung in der üblichen Weise ergibt zu kleine Werte.

In der Tat lassen sich beide Effekte in einem im Verhältnis zur Anzahl der Em-Atome sehr kernreichen Kolloid beobachten (s. Abb. 3, l. c.). In einem adsorptionsfähigen (Rauch) und einem nichtadsorbierenden (NH_4Cl) Aerosol ist in gleicher Weise eine Stromschwächung durch Behinderung der α -Strahlen auf ihrem Wege vorhanden, die in dem Maße zurückgeht, wie sich die Aerosolteilchen an den Gefäßwänden absetzen, während jedoch dieser Effekt im nichtadsorbierenden NH_4Cl -Nebel allmählich ganz verschwindet, bleibt im rauchgefüllten Gefäß auch nach Absetzen desselben eine sehr wesentliche Stromschwächung bestehen: Adsorption, Behinderung der aus den zerfallenden Atomen austretenden α -Strahlen im Adsorptionskern.

Ein weiterer Beweis für die Tatsache der Adsorption läßt sich dadurch erbringen, daß das Abklingen des nach Lüftung im Gefäß verbleibenden aktiven Niederschlages in dem Rauchgefäß merklich langsamer geht als in einem kernfreien, mit Salmiaknebel gefülltem Gefäß. In den an der Gefäßwand abgesetzten Rauchteilchen blieb Emanation okkludiert, deren Strahlung sich über die der Induktionen superponiert*).

Bei den emanometrischen Messungen wird die Luft vor ihrem Eintritt ins Emanometer im allgemeinen gefiltert und mit Chlorcalcium oder Schwefelsäure getrocknet. Hierbei müssen nun bei einer kerngebundenen Emanation ebenfalls Fehler entstehen dadurch, daß ein Teil der Kerne und mit ihnen die adsorbierte Emanation in Filter oder Trockenvorlage haften bleiben und so der Messung verloren gehen. Auch dies ist in der Tat in beträchtlichem Maße der Fall, wie sich experimentell zeigen läßt.

*) Vgl. hierzu auch die Arbeiten von P. Curie u. J. Danne²¹⁾ und von A. Wellik²²⁾.

Sehr große Verluste hat das Durchsaugen der zu untersuchenden Luft durch Gummischlauch zur Folge: In einem 30 m langen, 10 mm weiten Schlauch gingen bei einer sekundlich durchgesaugten Menge von 20 cm^3 50 % der Em verloren.

Diese Andeutungen mögen hier genügen, um die durch Adsorption bedingten Fehlermöglichkeiten der emanometrischen Messungen wenigstens qualitativ zu charakterisieren. Erwähnt sei noch, daß sich auch beim Ausfrieren der Emanation aus einem Luftstrom mittels flüssiger Luft große Unterschiede je nach dem Aerosolcharakter der Luft ergeben.

Was sind nun die Konsequenzen dieser Versuche für die Emanationsmeßtechnik? Zunächst ist sicher, daß solche Fehler bei allen bisherigen Messungen vorhanden sein müssen; d. h. die oben mitgeteilten Emanationswerte dürften, soweit sie emanometrisch gewonnen sind — und das sind die meisten — durchweg zu klein sein. Ein Versuch, die Fehler auch nur annähernd abzuschätzen, muß daran scheitern, daß über den Aerosolcharakter, d. h. Zahl und Art der atmosphärischen Suspensionen bei den meisten Em-Bestimmungen nichts bekannt ist. Außerdem ist vorläufig selbst bei gleichzeitiger Kernzählung zu jeder Emanationsmessung — die sich für zukünftige Messungen auf alle Fälle empfehlen dürfte — noch nichts über die wirkliche Größe der Fälschungen auszusagen. Als praktische Konsequenz ergibt sich zunächst, daß Trocknung und Filtration der Luft beim Einsaugen ins Gefäß möglichst ganz zu vermeiden sind, ebenso ist die Länge der Luftzuleitungen auf ein Mindestmaß zu beschränken.

Besonders erschwerend für die ganzen weiteren Untersuchungen ist die Tatsache, daß vorläufig keine Möglichkeit abzusehen ist, eine absolut fehlerfreie Vergleichsmessung zu erhalten, wenigstens nicht auf dem gewöhnlichen emanometrischen Wege. Vielleicht ist eine solche Möglichkeit gegeben nach dem kürzlich von G. Aliverti²³⁾ eingeschlagenen ganz anderen Meßverfahren: Durch Kombination der alten Gerdienschen Induktionsmethode²⁴⁾ mit einer Art elektrischer Staubreinigung kommt G. Aliverti zu einem Verfahren, das von den bekannten Umrechnungsschwierigkeiten des nach Gerdien ermittelten Induktionsgehaltes auf Emanationseinheiten²⁵⁾ frei ist. Wenn auch hier angesichts der adsorptiven Eigenschaften der Emanation noch einige Bedenken bestehen¹⁶⁾, so ist doch die Annäherung an die wahren Emanationswerte bei diesem Verfahren mit großer Wahrscheinlichkeit besser. Interessanterweise liegen nun die von G. Aliverti bisher mitgeteilten Zahlen um fast 300 % höher als die nach dem emanometrischen Verfahren gewonnenen Werte. Leider fehlen allerdings noch Vergleichsmessungen nach beiden Methoden am gleichen Ort, um Abschließendes sagen zu können, doch sind solche im Nauheimer Institut in Vorbereitung.

Literatur

- ¹⁾ H. Bender: Gerl. Beitr. **41**, 401 (1934).
- ²⁾ A. Gockel: Phys. Zeitschr. **9**, 304 (1908).
- ³⁾ J. Satterly: Proc. Cambr. Soc. **16**, 336, 356, 514 (1911/12).
- ⁴⁾ Genaueres in dem Kapitel „Radioaktive Methoden“ von J. N. Hummel in Wien: Harms Handb. d. exper. Phys. **25**, 3. Teil. Leipzig 1930; V. Masuch: Zeitschr.

- f. Geophys. **10**, 112 (1934); F. Müller: ebenda **3**, 330 (1927); V. Patriciu: Abhandl. d. pr. geolog. Landesanst., Neue Folge, Heft 116, Berlin 1930.
- ⁵⁾ Z. B. St. Meyer u. E. v. Schweidler: „Radioaktivität“, S. 592ff. Leipzig 1927.
- ^{5a)} K. Kähler: Phys. Zeitschr. **15**, 27 (1914).
- ^{5b)} H. Ebert u. K. Kurz: Abh. d. kgl. Bayr. Akad. d. Wissensch. München 1909.
- ^{5c)} L. Endrös: Diss. München 1909.
- ⁶⁾ W. Kosmath: Gerl. Beitr. **25**, 95 (1930).
- ⁷⁾ F. Becker: ebenda **42**, 365 (1934).
- ⁸⁾ J. Stocklasa u. J. Penkava: „Biologie des Radiums und Uraniums“, Berlin 1932.
- ⁹⁾ V. Masuch: l. c.
- ¹⁰⁾ W. Caspari: Phys. Zeitschr. **3**, 521 (1902).
- ¹¹⁾ H. Lossnitzer: Therapie der Gegenwart **75**, 269 (1934).
- ¹²⁾ E. Schmidt: Wien. Ber. **140**, 27 (1931).
- ¹³⁾ P. R. Zupancic: Terr. magn. März 1934, S. 33.
- ¹⁴⁾ W. Messerschmidt: Zeitschr. f. Phys. **81**, 84 (1933).
- ¹⁵⁾ F. Becker: l. c.
- ¹⁶⁾ Vgl. die Nebeneinanderstellung bei H. Israël: Gerl. Beitr. 1934 (im Druck).
- ¹⁷⁾ E. Rutherford: Marx Handb. d. Radiolog. **2**, 332, Leipzig 1913.
- ¹⁸⁾ H. Israël: Bioklim. Beibl. d. Met. Zeitschr. **1**, 32 (1934).
- ¹⁹⁾ A. Wiegand: Ann. d. Phys. (4) **59**, 689 (1919).
- ²⁰⁾ P. Curie u. J. Danne: Compt. rend. **136**, 364 (1903).
- ²¹⁾ A. Wellik: Wien. Ber. **117**, 1221ff. (1908).
- ²²⁾ G. Aliverti: Zeitschr. f. Geophys. **9**, 16 (1933).
- ²³⁾ H. Gerdien: Phys. Zeitschr. **6**, 465 (1905).
- ²⁴⁾ J. Salpeter: Wien. Ber. **118**, 1163 (1909); **119**, 107 (1910).

Die Energie der Heliokathodenstrahlen in ihrer Beziehung zur fortschreitenden Bewegung der Elek- tronen in den Polarlichtstrahlen

Von **H. Rudolph** (Bad Homburg v. d. Höhe)

Im Polarlicht fliegen die Elektronen aufwärts und nicht abwärts, denn die Zustrahlung negativer Elektrizität von der Sonne her findet auf der ganzen Erde gleichmäßig statt, der entsprechende Abfluß hingegen in Richtung von der Erde fort an den Magnetpolen und in beiden Polarlichtzonen.

Vor nunmehr 4 Jahren war ich bei meiner Erklärung der mittleren sonnentäglichen erdmagnetischen Variation an ruhigen Tagen zu der Erkenntnis gekommen, daß die herrschende Ansicht über die Ursache der Polarlichter, wie sie hauptsächlich Herr Vegard vertritt, unhaltbar sei und daß besonders 3 Punkte darin scharfen Widerspruch herausfordern. In einer kurzen Mitteilung an die „Naturwissenschaften“ gab ich diese drei Punkte bekannt, daß nämlich

erstens die festen oder flüssigen Stickstoffpartikel, die nach Vegard — dessen Experimentaluntersuchungen über das Polarlicht ich bewundere — durch

elektrische Abstoßung in Höhen bis 700 km und mehr über die Erdoberfläche emporgehoben werden und ohne die nach den Gasgesetzen das Auftreten der Stickstoffbanden im Polarlichtspektrum ganz unmöglich wäre, nicht positiv, wie Vegard annimmt, sondern negativ geladen sein müssen.

zweitens, daß die Heliokathodenstrahlen, die angeblich das Polarlicht verursachen sollen, keineswegs 2 Tage von der Sonne bis zur Erde brauchen, da sie in Wirklichkeit fast volle Lichtgeschwindigkeit haben und mit Energien über 10^{10} e-Volt die Erde nicht nur in den beiden Polarlichtzonen, sondern in allen Breiten treffen. Und endlich

drittens, daß die Sonne nicht nur bei besonderen Ausbrüchen, sondern dauernd ihre Kathodenstrahlen entsendet, wenn auch zu Fleckenzeiten in verstärktem Maße.

Wie schon gesagt, ergab sich dies alles mit zwingender Logik bei meiner Erklärung der täglichen erdmagnetischen Variation. Weil sie aber weder anerkannt noch bekämpft wurde, fand ich keine Gelegenheit, die daraus folgende wahre Ursache der Polarlichter eingehender als in jener Zuschrift an die „Naturwissenschaften“ darzustellen. Und mit weiteren Abhandlungen über damit zusammenhängende luftelektrische und andere Probleme hatte ich bei den Herausgebern wissenschaftlicher Zeitschriften erst recht keinen Erfolg.

Heute bin ich nun in der Lage, alle drei Punkte allein durch Ergebnisse der Höhenstrahlungsforschung zu begründen und damit indirekt auch wieder meine Erklärung desjenigen Teils der täglichen Variation zu stützen, der eine universelle Ursache hat und von regionalen Einflüssen frei ist. Nach der Störmerschen Theorie gibt es für einen Magneten wie die Erde einen verbotenen Raum, wo kein gewöhnlicher Kathodenstrahl die Erde mehr treffen kann. Dasselbe gilt für positive Strahlen. Bei geringer Strahlenergie wird nur die Gegend um die beiden Magnetpole getroffen. Bei großer Energie bis 10^9 e-Volt verschmälert sich der verbotene Gürtel um den magnetischen Äquator innerer mehr, und bei noch größerer Energie können elektrische Strahlen sogar am Äquator zur Erde gelangen. Man nennt dies den Breiteneffekt, und da die Hesssche Höhenstrahlung auf der ganzen Erde von einer bemerkenswerten Konstanz ist und auch der Breiteneffekt sie am magnetischen Äquator nur um 12 bis 15 % geringer macht, ist sowohl die dauernde Einstrahlung von elektrischen Korpuskeln als auch ihre übergroße Energie und nahezu volle Lichtgeschwindigkeit bei Elektronenmassen der Teilchen erwiesen.

Es gibt jedoch noch einen zweiten Effekt für elektrische Korpuskularstrahlen, nämlich den Azimutal- oder West—Osteffekt. Während aber der Breiteneffekt von der Summe der positiven und negativen Strahlen abhängig ist, wird der Azimutaleffekt von ihrer Differenz bestimmt. Ein Vergleich beider läßt auf das Verhältnis der negativen zu den positiven Teilchen schließen. Aus den beobachteten Effekten geht nun hervor, daß es sich wohl ausschließlich um negative Strahlen handelt, deren Energie noch weit über 10^{10} e-Volt liegt. Wegen der vielen irdischen Erscheinungen, die eine so intensive und dauernde Strahlung mit sich bringt

und bei dem großen Einfluß der Sonne auf dieselben, besonders auf das Polarlicht, müssen die negativen Strahlen von der Sonne kommen. Das Magnetfeld der Erde streut die Heliokathodenstrahlen so, als kämen sie aus allen Richtungen des Raumes zur Erde, nur modifiziert durch die beiden erwähnten Effekte. Damit ist der zweite und dritte Punkt meiner Ergebnisse von 1930 ganz unabhängig von dem Wege, auf dem ich sie gefunden habe, und ebenso überzeugend dargetan.

Aber auch der erste Punkt in betreff der negativen Ladung der festen oder flüssigen Stickstoffpartikel läßt sich nun einfach auf Grund des ständig erneuerten Überschusses an Elektronen, durch den jeder lichtelektrische Effekt gelöscht und überkompensiert werden muß, gegen Herrn Vegard verteidigen. Nur die immense Energie der Heliokathodenstrahlen ermöglicht eine ununterbrochene Fortdauer der Zustrahlung und verhindert, daß eine Stauung und elektrische Abstoßung später ankommender Heliokathodenstrahlen durch übermäßige Aufladung eintritt. Denn das war von Anfang an schon 1930 mein stärkstes Argument, daß von der primären Strahlung, abgesehen von der Richtung etwa erzeugter Sekundärstrahlen, durch eine viele hundert Kilometer dicke, bloß durch elektrische Abstoßung schwebend erhaltene Staubschicht hindurch nicht die geringste Spur ohne gleichsam elastische Bremsung, bei der keine Sekundärstrahlen auftreten, bis zum Erdboden gelangen könnte, wenn nicht Vorgänge mit intensiven, rasch wechselnden elektrischen Feldern auf Grund der ungleichen Massen von Elektronen, positiven Ionen und negativen Stickstoffpartikeln hinzukämen. Von der ungeheuren negativen Ladung der Schicht ist natürlich auf der Erde im ungestörten Zustande nichts wahrzunehmen, weil dann das innere Potential Null ist. Der ungestörte Zustand ist aber aus meteorologischen Gründen und wegen der nahen Kennelly-Heaviside-Schicht mit ihrem millionenfach größeren, aber für Einheitsladungen beiderlei Vorzeichens genau gleichgroßen Vorrat an Elektrizitätsträgern unmöglich. Daher kommt es zu den erwähnten Wechselfeldern und schwingungsartigen Vorgängen, die einem dynamischen Gleichgewichtszustand entsprechen, statt dem statischen, der sich bei einer nur geringen Energie der Primärstrahlung einstellen würde. Bei diesen periodischen elektrischen Vorgängen in der Vegardschen Stickstoffstaubbülle der Erde, in der gerade infolge der sie begleitenden Ionisierungen auch die von Vegard spektroskopisch nachgewiesenen positiven Stickstoffionen vorhanden sein müssen, entstehen erst sekundär die auf der Erdoberfläche beobachteten Höhenstrahlen mit ihren undulatorischen sowie positiven und negativen korpuskularen Anteilen.

Alle atmosphärisch-elektrischen Erscheinungen dienen hiernach nur zur Wiederherstellung des ungestörten Zustandes der geladenen Stickstoffstaubschicht und einer im Verlauf meteorologischer und luftelektrischer Begleiterscheinungen über den Leiter Erde hinweg vor sich gehenden Verschiebung ihrer negativen Überschußladung nach den Magnetpolen, wo sie wegen der dort fast senkrecht zum Erdboden aufsteigenden Kraftlinien einzig und allein wieder in den Weltraum entweichen kann. Das ergibt sich ohne weiteres aus dem Umstand, daß bewegte

Elektronen neben ihrer fortschreitenden Bewegung die magnetischen Kraftlinien stets umkreisen müssen, also den Kraftlinien entlang geführt werden. Über den Magnetpolen können die Kraftlinien näherungsweise wie nicht geschlossen angesehen werden, und deshalb findet daselbst unauffällig und ohne starke Lichterscheinung eine von der Erde weg gerichtete langsame Kathodenstrahlung immer statt. Etwas weiter von den Enden der magnetischen Achse entfernt ist dies nur bei Polarlicht der Fall, d. h. bei einem gewaltsameren Vorgang dieser Art, der sich dann durch auffällige Lichterscheinungen bemerkbar macht.

Die primäre Strahlung und das Polarlicht stehen also in engster Beziehung zueinander, aber das letztere ist nicht unmittelbare Folge der Heliokathodenstrahlen, sondern beruht auf dem Wiederabfluß der von ihnen mitgebrachten negativen Elektrizität in den Weltraum. Immer aber schreiten die Elektronen in diesen sekundären, langsamen Kathodenstrahlen des Polarlichts von unten nach oben fort und nicht umgekehrt.

Die Zustrahlung negativer Elektrizität von der Sonne her findet demgemäß auf der ganzen Erde gleichmäßig statt, der entsprechende Abfluß hingegen in Richtung von der Erde fort an den Magnetpolen und in beiden Polarlichtzonen.

Weitere Untersuchungen mit dem Sanford-Elektrometer

Von R. Stoppel, Hamburg

In Fortsetzung der Untersuchungen mit dem Sanford-Elektrometer, über die schon verschiedentlich berichtet worden ist, wurden jetzt Untersuchungen gemacht, bei denen in dem bereits kurzgeschlossenen Elektrometer nun auch noch die Quadrantenschachteln teilweise oder ganz abgebaut worden waren. In der ersten Versuchsreihe blieben entweder nur die zwei Deckel oder nur die zwei Böden der beiden Quadrantenschachteln erhalten. Diese Teile waren entweder aus Metall oder aus gut paraffiniertem Preßspan. Es zeigte sich, daß unter diesen Bedingungen kein merkbarer Unterschied zu beobachten war, ob diese Teile aus einem Leiter oder einem Nichtleiter bestanden, daß die Ausschläge aber annähernd in entgegengesetzter Richtung verliefen, wenn einmal nur die Deckel, das andere Mal nur die Böden eingesetzt waren. Waren sowohl Deckel als auch die Böden vorhanden, so waren die Ausschläge begreiflicherweise am geringsten. In einer zweiten Versuchsreihe wurden vier Deckel bzw. vier Böden verwendet, aber so, daß kreuzweise zwei derselben aus Metall, die zwei anderen aus Preßspan waren. Unter diesen Bedingungen zeigte es sich, daß doch ein Unterschied zwischen Metall und Preßspan besteht. Wurden nur die Böden eingesetzt und wurden die beiden Paare miteinander vertauscht, dann verlief auch die Kurve in entgegengesetzter Richtung. — Auch bei Verwendung von vier vollständigen Quadrantenschachteln war ein

Unterschied in der Kurve je nach der Stellung der Metall- und der Preßspanquadranten noch deutlich wahrnehmbar, wenn auch die Ausschläge überhaupt nur sehr gering in diesem Fall waren.

Die Ergebnisse sind keine Zufallserscheinungen, denn die Kurven waren jederzeit reproduzierbar.

Der auffällige Unterschied bei Verwendung einmal von Preßspan, das andere Mal von Metall ließ die bisher angenommene Vermutung, es handle sich bei den Ausschlägen um eine Wirkung der Raumladung, als unwahrscheinlich erscheinen. Andererseits spricht der mangelnde Synchronismus zwischen den Elektrometer- und den gleichzeitigen Temperaturkurven dagegen, daß hier eine einfache Temperaturwirkung wie etwa Konvektionsströme vorläge. Es wurde die Frage aufgeworfen, wie man sich das Zustandekommen der Naddeldrehung erklären könne.

Das Strömungssystem der Luft über Mogadischu

($\varphi = 2^{\circ} 02' N.$; $\lambda = 45^{\circ} 21' E. Gr.$)

Von M. Bossolasco, Turin — (Mit 4 Abbildungen)

Es wird über die Höhenwindmessungen kurz berichtet, die vom Verf. während des Polarjahres 1932/33 in Mogadischu ausgeführt wurden. Der Bericht zeigt, wie sich aus der Bearbeitung derselben einige der wichtigsten Eigentümlichkeiten der in den verschiedenen Monaten vorwiegenden Luftströmungen ableiten lassen.

Die schon im großen Teil durchgeführte Bearbeitung der über 1200 Pilotballonaufstiege, die ich in Mogadischu während des 2. intern. Polarjahres gemacht habe¹⁾, läßt bereits wichtige Ergebnisse bezüglich der Schichtung der Luftströmungen erkennen, über die ich hier kurz zu berichten beabsichtige.

Dank der großen Zahl der Aufstiege — im Mittel fast 100 pro Monat — und der Aufstieggeschwindigkeit der verwendeten Ballone (150 m/Minute), lassen sich außerdem aus dem gesammelten Material auch verschiedene Einzelheiten gut verfolgen, was ich hier nur erwähne, um hervorzuheben, daß in der guten Übereinstimmung, die immer oder fast immer zwischen zwei aufeinanderfolgenden langen Aufstiegen vorkommt, eine indirekte Prüfung der allgemeinen Gültigkeit der annähernden Konstanz der Aufstieggeschwindigkeit auch in den großen Höhen zu sehen ist: Tatsache, die ich bemerken will, weil fast alle Aufstiege nur mit einfacher Visierung gemacht worden sind, während die Zahl der langen Aufstiege etwa groß ist, sind insgesamt 109 Aufstiege, die die Höhe von 12 km mindestens erreicht haben.

Zuerst erscheint es zweckmäßig, auf die Ergebnisse der Bodenwindregistrierungen, die mit einem Universal-Fuess-Gerät gemacht worden sind, hinzuweisen. Diese Ergebnisse sind in der Fig. 1 in synthetischer Weise dargestellt, welche

angibt, wie stark und von welcher Richtung der mittlere Wind eines jeden Monats herkam, berechnet aus allen Stundenwerten desselben, wo die dargestellten Vektoren an den geographischen Norden und an den Verlauf der Küste in der Umgebung von einigen 10 km in der Nähe von Mogadischu bezogen worden sind.

Die zwei herrschenden Monsune treten schon aus der Fig. 1 deutlich hervor. Eine viel genauere Unterscheidung der einzelnen Monate als Folge der Strömungen der tieferen Schichten, die in derselben Periode herrschen, kann aber durch den mittleren Verlauf der Windgeschwindigkeit in der Höhe, wie es sich aus den Pilot-

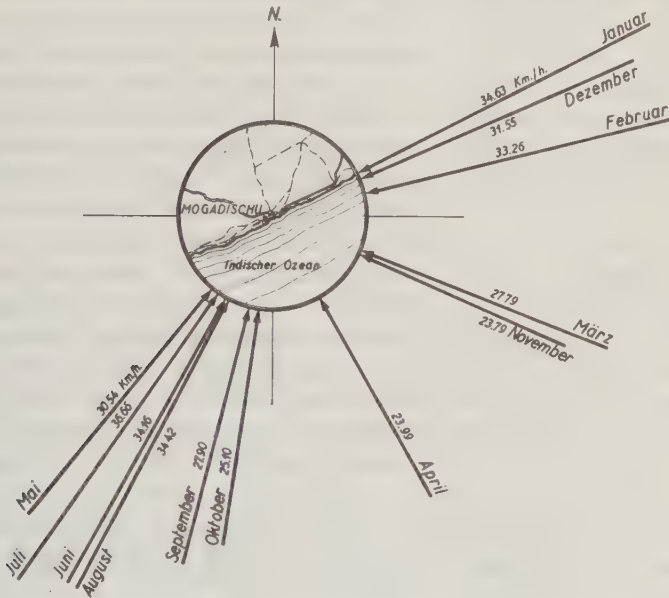


Fig. 1. Vektorielle Darstellung des mittleren Windes für die einzelnen Monate

ballonmessungen ableiten läßt, erlangt werden. Zu diesem Zwecke habe ich für alle 12 Monate vom August 32 bis Juli 33 nur die Aufstiege, welche sich vollständig bis 2100 m Höhe erstrecken, betrachtet, deren Zahl in den verschiedenen Monaten aus der anliegenden Tabelle ersehen werden kann, und die Bildung

Zahl der Aufstiege der einzelnen Monate,
die sich bis mindestens 2100 m Höhe erstrecken

August 1932	33	Februar	68
September	36	März	81
Oktober	28	April	86
November	87	Mai	53
Dezember	79	Juni	39
Januar 1933	78	Juli	24
Insgesamt	692		

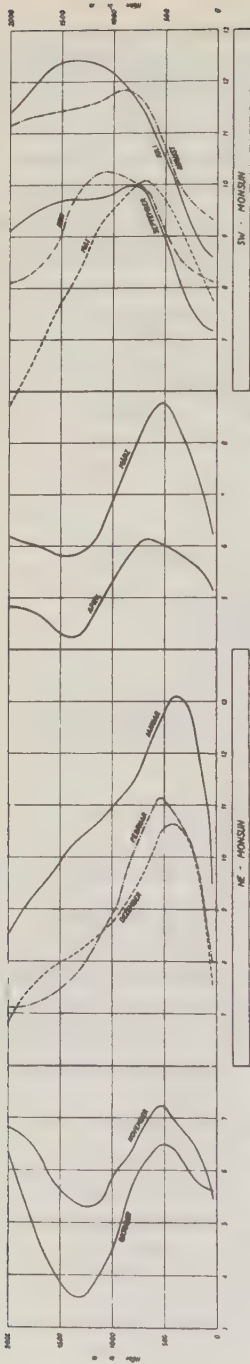


Fig. 2. Verlauf der mittleren monatlichen Windgeschwindigkeit (in m/sec) mit der Höhe abgeleitet aus den Aufstiegen, die nur vollständig bis 2100 m gemacht worden sind

aller Mittelwerte der Windgeschwindigkeiten im Monat für die ersten zwei bodennahen Schichten von 75 m Dicke und für jede obere Schicht von 150 m bis jener von 1950 bis 2100 m Höhe unternommen. Die graphische Darstellung solcher Werte, mit einer entsprechenden Ausgleichung, hat zu der Fig. 2 geführt.

Für die ersten zwei dargestellten Monate Oktober und November haben die herrschenden Strömungen der tieferen Schichten die Beschaffenheiten der Passatwinde, wenn man unter Passat einen beständigen Strom versteht, welcher Luft von den Roßbreiten nicht zum geographischen, sondern zum meteorologischen Äquator befördert. Während die mittlere Richtung des Windes in den niedrigen Schichten im Oktober vorwiegend meridional und vom SE-ESE herkommend im November ist, wie man es in der Fig. 1 ersieht, tritt in den darüberliegenden Höhen in den beiden Monaten eine beständige Nordströmung auf, deren Stärkeentwicklung mit der Höhe in der Fig. 3 wahrgenommen werden kann. Diese nördliche Strömung in den Höhen von etwa 1500 bis 3000 m ist offenbar als Antipassat zu bezeichnen.

Da der Anfang des NE-Monsuns in den ersten Tagen vom Dezember vorkam, unterscheidet sich der Verlauf der Windgeschwindigkeit mit der Höhe in diesem Monat ganz deutlich von dem Verlauf vom November und gliedert sich gut an die Verteilung der Stärke des Windes der zwei anderen eigentümlichen Monaten des NE-Monsuns an, nämlich Januar und Februar. Das Diagramm für März der Fig. 2 ist noch etwas ähnlich mit den vorhergehenden, wenn sich auch eine fühlende Abnahme der Windstärke bemerken läßt; der Monat März ist jedoch nicht mehr als Monsunmonat zu betrachten, da in diesem Monat die Richtung vom ESE-SE vorwiegt. Im April hat man am Boden die kleinsten mittleren Werte für die Windgeschwindigkeit, während die Windrichtung die größte Veränderlichkeit

aufweist. Eben wegen dieser Ursache ist die Übergangsperiode vom NE-Monsun zum SW-Monsun der zwei Monate von März und April als Periode der veränderlichen Strömungen, vielmehr als passatartige Monate, zu bezeichnen; in derselben Jahreszeit treten außerdem antipassatartige Strömungen in den oberen Schichten auf, die nur schwach entwickelt sind.

Die anderen fünf Monate vom Mai bis September sind vom SW-Monsun beherrscht, welcher sich im Mai bildet und sich nach und nach bis zu seiner größten Macht im Juli entwickelt, eine Zeit die mit der Periode des Maximums desselben Monsuns in Indien zusammenfällt²). Nach der Fig. 2 ist jedoch August 1932 nicht viel vom Juli 1933 verschieden gewesen; auch zwischen Juni 1933 und September 1932 liegen keine großen Unterschiede vor, während der Monat Mai, wie schon betont, als typisch für die Bildung des Monsuns zu betrachten ist. Auffällig ist die Ähnlichkeit der Verläufe der Windgeschwindigkeiten mit der Höhe, die man zwischen den zwei Monaten Juni und Juli der Zunahme des Monsuns auf einer Seite, und der Abnahme im August und September auf der anderen Seite hat.

Betreffs der Fig. 2 will ich noch bemerken, daß, wie der Vergleich mit der Fig. 1 deutlich ersehen läßt, die maximalen der mittleren monatlichen Werte der Windgeschwindigkeit in den ersten 2000 m je in niedrigeren Höhen vorkommen, desto mehr kontinental die mittlere Richtung des Windes ist. Diese Eigentümlichkeit knüpft sich an die große Turbulenz, welche eben besonders der SW-Monsun am stärksten aufweist, was die eigentliche Ursache der Verschiebung in der Höhe der Lage der maximalen Geschwindigkeiten der entsprechenden Monate sein soll.

Ich komme nun auf die schon erwähnte Fig. 3 zurück.

Von der vollständigen Reihe der Aufstiege eines jeden der zwölf Monate hat man bis zu 12 km Höhe folgende Verfahren von Mittelbildung angewandt:

1. Das arithmetische Mittel der Windgeschwindigkeiten in den verschiedenen Schichten von 150 bzw. 300 m Dicke (diese letzten ab 6000 m Höhe hinauf), unabhängig von den erreichten Höhen. Der Verlauf solcher Mittel (immer in m/sec ausgedrückt) ist in der Fig. 3 für Oktober und November stark eingezeichnet worden. Diese Art von Mittelbildung ist außerdem für vier eingeführte Teile des Tages auch angewandt worden, um in allen zwölf Monaten mindestens in den ersten km einige Ergebnisse über den täglichen Gang der Windstärke in der Höhe zu gewinnen.

2. Das abgeleitete Mittel nach der Differenzmethode für alle Aufstiege in jedem Monat. In der Fig. 3 ist der Verlauf der so abgeleiteten Werte, wo sie nicht mit denjenigen der arithmetischen Mittel zusammenfallen, durch eine Strichlinie gekennzeichnet. Daraus läßt sich eine sehr gute Übereinstimmung der zwei erwähnten Verfahren schließen. Es muß jedoch sofort betont werden, daß diese Übereinstimmung eine Folge der regelmäßigen linearen Verteilung ist, die in diesen zwei Monaten für die Zahl der Aufstiege in Funktion der damit erreichten

Höhen vorkommt: was sich aus der ähnlichen Bearbeitung der anderen Monate gut beweisen läßt.

3. Aus allen Werten der Richtung und der Geschwindigkeiten in den Schichten von 150 bzw. 300 m Dicke jedes einzelnen Aufstieges sind immer bis 12 km Höhe,

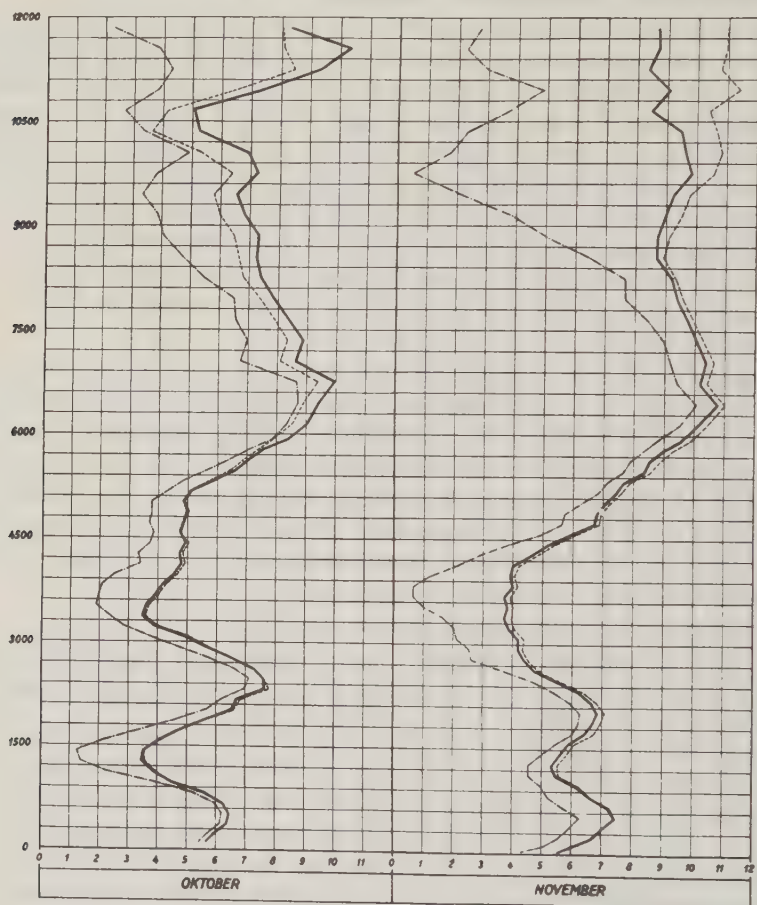


Fig. 3. Verlauf der mittleren Windgeschwindigkeit (in m/sec) mit der Höhe im Oktober und November berechnet: 1. aus den Mittelbildungen der vollständigen Reihen der gemachten Aufstiege (stark ausgezogene Linie); 2. aus der Differenzmethode (Strichlinie); 3. aus dem vektoriellen Verfahren (Strich- und Punktlinie)

die entsprechenden Projektionen der Vektoren der Windgeschwindigkeit auf die zwei Richtungen NS und EW, ebenfalls nach Zehntel m/sec, durch Rechnung abgeleitet worden. Mit allen diesen Werten sind algebraische Mittel gemacht worden, und zwar für jede Schicht und für alle Aufstiege im Monat, sei es alle

Aufstiege zusammen, sei es nach der Verteilung des Tages in vier Teile, so daß die entsprechenden Werte der mittleren vektoriellen Geschwindigkeiten in den verschiedenen Höhen daraus berechnet worden sind.

Der Verlauf solcher vektoriellen Geschwindigkeiten, bezogen auf alle Aufstiege der betreffenden Monate, ist für Oktober und November — als Beispiel — in der Fig. 3 angegeben worden, und zwar mit einer strich-punktierten Linie gekennzeichnet.

Diese dritte Mittelbildung ist sehr wichtig, weil die mit ihnen entstandenen Werte eine genaue Entscheidung über den Beständigkeitsgrad der Luftströmungen ermöglichen, da, je kleiner der Unterschied zwischen dem arithmetischen und dem geometrischen Mittel ist, desto stabiler sind die Winde in den entsprechenden Höhen. In genauerer Weise hat man als Wert der Beständigkeit das Verhältnis des vektoriellen zu dem betreffenden arithmetischen Mittel eingeführt, was ich auch für jede Schicht von 150 bzw. 300 m Dicke berechnet habe, und damit Diagramme gezeichnet. Aus den Diagrammen der vektoriellen und arithmetischen Mittelgeschwindigkeiten, zusammengezeichnet, wie es in der Fig. 3 für Oktober und November gemacht wurde, erscheint aber schon eine ziemlich gute Beurteilung über die Beständigkeit der verschiedenen Strömungen möglich.

Die vektorielle Methode bietet außerdem einen anderen Vorteil. In der Tat, wenn die mittleren vektoriellen Komponente des Windes in jeder einzelnen Schicht herangezogen werden, kann man mit diesen Werten die horizontale Projektion der Bahn eines hypothetischen Aufstieges zeichnen, welcher aber, in der Annahme einer genügenden Beständigkeit, wie im allgemeinen die Strömungen der Äquatoriallegenden aufweisen, als Projektion des mittleren Aufstieges der betrachteten Zeit aufzufassen ist. Natürlich, diese mittlere Projektion gibt desto besser den mittleren tatsächlichen Zustand an, je beständiger die Winde und, wie üblich, je zahlreicher die ausgenutzten Beobachtungen sind: aber es muß besonders erinnert werden, daß sie immer die mittleren tatsächlichen Richtungen in den einzelnen Höhen angibt.

Die mittleren vektoriellen Bahnprojektionen liegen schon vollständig für alle Monate fertig vor, sei es aus allen Aufstiegen derselben zusammen, sei es aus nur denjenigen, die den einzelnen eingeführten vier Teilen eines Tages angehören. Als Beispiel darüber zeige ich in der Fig. 4 die Zeichnung der Projektionen der fünf so entstandenen Aufstiege für November. Daraus läßt sich zuerst die große Beständigkeit der Strömungen im Laufe des Tages wahrnehmen. Besonders auffällig erscheint die gute Übereinstimmung zwischen den Bahnen auch in den Höhen von 2700 bis 4500 m, oberhalb des nördlichen Antipassates, wo die Geschwindigkeiten am kleinsten sind: nur am Morgen früh ist die vorwiegende Drehung des Windes in diesen Schichten eine Rechtsdrehung, während in den anderen drei Teilen des Tages eine ganz ausgeprägte Linksdrehung vorhanden ist.

Die Betrachtung der Fig. 4, zusammen mit dem entsprechenden Teil der Fig. 3, gestattet in anschaulicher Weise die hauptsächlichsten Ergebnisse über den mittleren Stand des Windes im November bis zu 12 km Höhe abzuleiten.

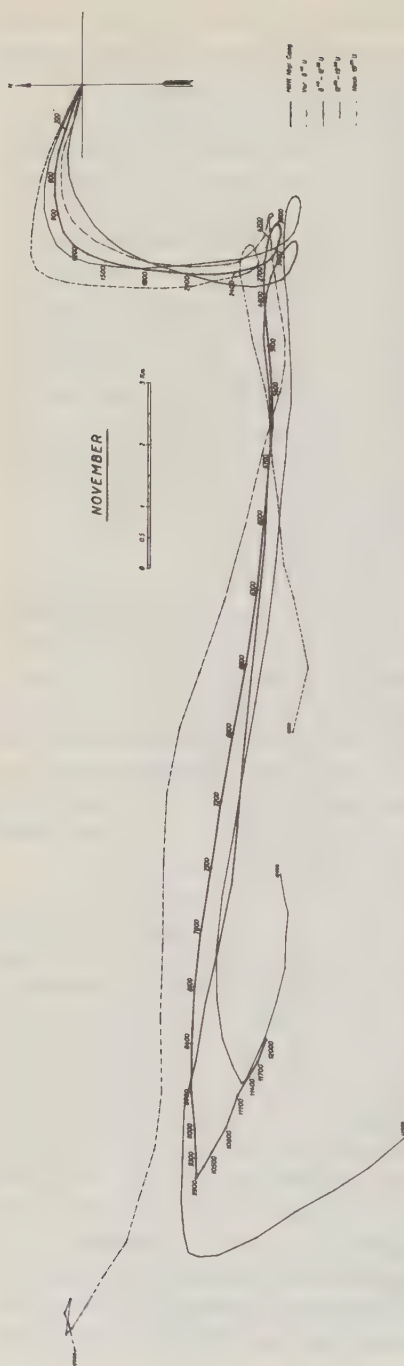


Fig. 4. Darstellung der Projektionsbahn des mittleren vektoriellen Aufstieges vom November (stark ausgezogene Linie) und der ähnlichen Bahnen abgeleitet für die vier eingeführten Teile des Tages in demselben Monat

Vor allem sieht man, daß die Passatströmungen, vorwiegend aus ESE stammend, ihre größte Stärke in der Schicht von 450 bis 600 m Höhe aufweisen. Der Übergang zu dem N-Antipassat findet sanft in den angrenzenden Schichten der Höhe von 1200 m statt. Im Gegenteil zum Oktober ist im November der N-Antipassat etwas schwächer als der Passat, jedoch erstreckt der erstere sich immer etwas mehr in die Höhe als der letztere, wenn auch im November die Strömung des Antipassates etwa $\frac{1}{2}$ km gesunken ist, was mit der entsprechenden Vertiefung der schon erwähnten Zone des schwachen Windes verknüpft sein soll. Da aber dieser schwache Wind um etwa 1 m/sec im Mittel schwächer ist als der entsprechende im Oktober, so fangen im November die östlichen Strömungen schon etwas in niedrigeren Höhen als im vorigen Monat an. Diese streng östlich gerichtete Strömung ist sehr mächtig, und nach der schon eingeführten Bezeichnung nenne ich sie „Urpassat“, Luftkörper, der über dem ganzen tropischen Gebiet, auch nach anderen Beobachtungen, liegen soll³⁾.

Die Stärke desselben wächst regelmäßig von 4200 m Höhe (4 m/sec) bis zu seinem Maximum (etwa 11 m/sec) in der Schicht von 6600 bis 6900 m, also bis zu den fast genauen Höhen, wo der Urpassat im Oktober auch seine größte Geschwindigkeit hat. Obwohl darüber die Strömungen noch ziemlich stark bleiben, fängt der Ur-

passat an, in einigen hundert Metern unter 9000 m Höhe, unbeständig zu werden und in den angrenzenden Schichten von 9900 m im Mittel aufhört. In den ersten Kilometern oberhalb des Urpassates hat man im November vorwiegend westliche Strömungen; da diese Strömungen in solchen Höhen nur in einigen Aufstiegen der zwei angrenzenden Monate vorkommen, so erscheint mir wichtig, hervorzuheben, daß diese westlichen Winde, die im November in den niedrigsten Höhen anfangen, mit der Tatsache verknüpft scheinen, daß in Batavia nur in demselben Monat westliche Strömungen in den Höhen von 8 bis 11 km bestätigt worden sind⁴⁾, wo aber über 11 km wieder der E-Urpassat noch weiter hinauf vorkommt.

Die vektoriellen mittleren Bahnprojektionen der anderen Monate erstrecken sich nicht alle bis 12 km Höhe, weil die Monate des starken SW-Monsuns ungünstig zur Erreichung der großen Höhen sind⁵⁾. Diese Ausnahme kommt aber vollständig nur für Juli vor, weil in den zwei angrenzenden Monaten die langen Aufstiege selten aber doch vorhanden gewesen sind.

Aus den so gewonnenen Ergebnissen läßt sich schließen, daß der Urpassat, welcher im Mittel seine untere Grenze in 4 bis 5 km Höhe hat, über Mogadischu in allen Monaten, September ausgenommen, eine ständige mittlere Richtung besitzt, die fast genau östlich ist, so daß über dieser Gegend kein bedeutender Lufttransport über dem Äquator von einer Halbkugel zur anderen stattfindet, während über dem tropischen Atlantischen Ozean eine ständige Luftversetzung von der Süd- zur Nordhemisphäre³⁾ und eine gleichgerichtete im Winter und eine entgegengesetzte im Sommer über Batavia⁴⁾ in denselben Höhen bestätigt worden ist.

Auffällig ist aber die Verschiedenheit, die September aufweist: in diesem Monat tritt über dem SW-Monsun von 3 bis 6 km Höhe ein schwacher Antimonsun auf, welcher schon in der zweiten Hälfte vom August sich nachweisen läßt. Von dieser Höhe bis mindestens 11 km wiegt im September eine W-Strömung vor, also Winde, die vollständig dem Urpassat entgegengerichtet sind.

Eine sichere Erklärung dieser Eigentümlichkeit kann man nur dann erlangen, wenn aerologische Messungen von anderen Orten zur Verfügung stehen werden. Sehr wahrscheinlich scheint mir jedoch, daß die festgestellte Umkehrung des Urpassates im September als eine starke Verschiebung der Westwinde des Polarwirbels bis über dem Äquator zu betrachten sei, was mit dem Aufhören des SW-Monsuns eng verknüpft sein sollte, da in dieser Zeit der subtropische Hochdruckgürtel eine „schwache Stelle“ mindestens über den Gegenden von Mogadischu zeigen kann, in ähnlicher Weise mit dem Wechsel der äquatorialen Ostwinde in Westwinde des Polarwirbels, der über Samoa im Südpazifik auf etwa 14° S nicht nur in einem Monat, aber in allen Jahreszeiten vorkommt⁶⁾.

Betreffs des eigentlichen Urpassates ist noch zu bemerken, daß er im Januar seine mächtigste Entwicklung aufweist, also in der Zeit des Maximums des NE-Monsuns, mit einer Erstreckung bis über 12 km Höhe. Aus der Betrachtung der einzelnen Aufstiege ergibt sich außerdem, daß der obere Teil des Urpassates und

die darüberliegenden W-Strömungen starken unperiodischen Schwankungen unterworfen sind: da die Ursachen der allgemeinen Witterungserscheinungen eben mit diesen Schwankungen, die in den tropischen Gebieten auftreten, eng verknüpft sein sollen, so wird auch eine Bearbeitung des gesammelten Materials in dieser Richtung unternommen, freilich nur in den Jahreszeiten, in denen eine dichte Reihe genügend langer Aufstiege zur Verfügung steht.

Zum Schluß dieses Berichtes, dessen Zweck nur auf einige erhaltene Ergebnisse beschränkt worden ist, während für alle Einzelheiten und für die allgemeine Diskussion auf den in Vorbereitung befindlichen Band über die meteorologischen und aerologischen Arbeiten der Geophys. Station von Mogadischu verwiesen wird, will ich noch folgendes hinzufügen.

Von den zwei längsten Aufstiegen von Mogadischu (14. November, 10³⁴ Uhr und 3. Dezember 1932, 14¹⁶ Uhr) kann interessant sein, zu bemerken, daß, in der Annahme der Konstanz der Aufstiegsgeschwindigkeit der Ballone, sich in der Höhe von etwa 30 km die Existenz einer Strömung wahrnehmen läßt, welche annähernd dieselbe Geschwindigkeit hat wie diejenige, die in derselben Höhe anläßlich des Krakatauausbruches (27. August 1883) beobachtet wurde, und welche auch in Batavia mit einem Pilotballonaufstieg (am 12. September 1912) bestätigt worden ist⁴⁾. Jedoch der Krakatauwind — wie ihn Van Bemmelen nennt — ist ein rein östlicher Wind, wie gleichfalls die beobachtete Strömung über Batavia, während die zwei erwähnten Aufstiege von Mogadischu die Existenz über diese äquatorielle Gegend von einer fast gleich starken Strömung, aber von der entgegengesetzten Richtung, also von W herkommend, ableiten lassen. Ohne zu versuchen, eine Erklärung darüber zu geben, soll man bemerken, daß die zwei Aufstiege von Mogadischu in eine Jahreszeit fallen, die ganz verschieden von jener des Krakatauausbruches und des Bataviaaufstieges ist.

Literatur

¹⁾ Vgl. M. Bossolasco: „La Stazione Geofisica di Mogadiscio“, im „Bollettino del Comitato Naz. It. p. la Geodesia e la Geofisica“, 1932, Heft 11—12.

²⁾ Vgl. C. G. Simpson: „The South-West Monsoon“, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, **47**, 151 (1921).

³⁾ Vgl. E. Kuhlbrodt: „Das Strömungssystem der Luft über dem tropischen Atlantischen Ozean nach den Höhenwindmessungen der Meteor-Expedition“, Zeitschr. f. Geophysik **4**, 385 (1928); sowie Bd. XV u. XVI der „Wissensch. Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem „Meteor“ von E. Kuhlbrodt u. J. Reger. Berlin, W. de Gruyter u. Co., 1933 u. 1934.

⁴⁾ Vgl. W. van Bemmelen: „Der intertropische Teil der allgemeinen Zirkulation nach Beobachtungen in Batavia“, Meteor. Zeitschr. 1924, Heft 5.

⁵⁾ Die Bearbeitung der vielen regelmäßigen Wolkenbeobachtungen wird sicher dazu beitragen, um in diesen Monaten, wie aber auch in den anderen Jahreszeiten, ein vollständigeres Bild der vorwiegenden Strömungen zu gewinnen und daher die Erklärung derselben erleichtern.

⁶⁾ Vgl. V. u. J. Bjerknes, H. Solberg, T. Bergeron: „Physikalische Hydrodynamik mit Anwendung auf die Dynam. Meteorologie“, S. 650f. Berlin, J. Springer, 1933.

Messungen mit transportablen statischen Schweremessern

(Die Messungen wurden ausgeführt von der Seismos G. m. b. H., Hannover)

Von A. Schleusener, Hannover — (Mit 12 Abbildungen)

Redner berichtete über eigene Arbeiten bei der Entwicklung des Berrothschen Bifilargravimeters und des Thyssengravimeters. Bei beiden Geräten gelang es, den Temperatureinfluß so klein zu machen, daß ohne Eishülle und meist sogar ohne Temperaturkorrektur gearbeitet werden kann. Beide Geräte wurden durch Turmversuche geeicht. Das Thyssengravimeter ist zu einem feldfähigen Gerät entwickelt worden. Es werden Messungen der Seismos G. m. b. H. mit dem Thyssengravimeter an einem Salzdom und am Ricklinger Scherehoch beschrieben. Der mittlere Fehler war bei den Messungen kleiner als ± 1 Milligal.

Schon vor fast 60 Jahren hat W. Siemens*) mit seinem eisgekühlten Bathometer das Problem der Beseitigung der Pendelmessungen energisch verfolgt und zur Eichung Turmversuche ausgeführt. Er glaubte mit seinem Gerät auch Meerestiefen bestimmen zu können und hat es zu diesem Zwecke auf Seereisen arbeiten lassen. Das Problem des Baues eines statischen Schweremessers ist seit diesen Zeiten immer wieder in Angriff genommen worden, denn die Umständlichkeit, Unsicherheit und Kostspieligkeit der Pendelmessungen verhinderte häufig die Ausführung von Schwerkraftsmessungen.

Die Messungen, über die hier berichtet werden soll, wurden anläßlich der Bemühungen der Firmen Seismos G. m. b. H. und Exploration G. m. b. H. zur Schaffung eines statischen Schweremessers ausgeführt. Diese Bemühungen reichen bis in das Jahr 1924 zurück, jedoch gelang mit den ersten Vorschlägen keine Messung, insbesondere, weil ausreichende Erfahrungen über das Verhalten der zu verwendenden Materialien noch nicht vorlagen.

Im Winter 1925/26 führte uns Prof. Berroth**) auf dem Geodätischen Institut Potsdam an einem Modell die hohe Empfindlichkeit eines Bifilargravimeters mit Torsionsdraht statt Feder vor. Wir studierten dann in gemeinsamer Arbeit mit Herrn Professor Berroth an einem Versuchsgerät die Konstruktionsbedingungen für ein feldfähiges Bifilargravimeter. Die Untersuchungen erstreckten sich in erster Linie auf Temperaturabhängigkeit, Neigungsempfindlichkeit und Transportfähigkeit, betrafen also Materialfragen. Die Empfindlichkeit selbst war leicht zu erzielen, nachdem die Befestigungspunkte der Tragdrähte geeignet ausgebildet worden waren. Trotz anstrengender Arbeit und erheblicher Kosten gelang es erst im Frühjahr 1928 so weit zu kommen, daß an eigentliche Meßversuche an Schwerkraftsunterschieden gedacht werden konnte.

*) William Siemens: Das Bathometer. Berlin 1878.

**) A. Berroth: Über die Theorie verschiedener Bifilargravimeter. Zeitschr. f. Geophys. 1932, S. 331—370.

Am 11. April 1928 wurde das Instrument an einer Schwerkraftsdifferenz von 14.5 Milligal am Rathausurm Hannover geeicht. Bei den ersten Messungen hingen die Fäden infolge hoher Luftfeuchtigkeit aneinander, aber die letzten 6 Messungen sind einwandfrei und die Abweichung der Punkte vom Mittel liegt nur wenig über 1 Milligal. Dieses dürfte das erste Mal gewesen sein, daß mit einem statischen Schweremesser Schwerkraftsdifferenzen im Freien mit einer in der Größenordnung der Pendelmessungen liegenden Genauigkeit gemessen worden sind. Das Ergebnis der Messungen zeigt Fig. 1.

Die Diagrammpunkte geben die unkorrigierten Ablesungen wieder. Die Ablesung wurde jeweils 15 Minuten nach dem Entarretieren gemacht, weil das Gerät

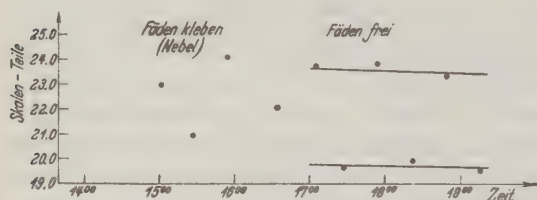


Fig. 1. Bifilargravimetreicheung vom 11. April 1928

Rathausurm:
Höhenunterschied 47.0 m, Skalenunterschied 3.85 Sktle.,
Schwerkraftsunterschied 14.5 mgal, Skalenwert 3.75 mgal/Sktle.
(ohne Berücksichtigung des Auftriebes)

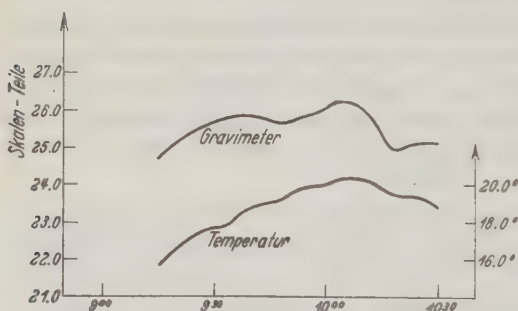


Fig. 2. Heizversuch am Bifilargravimeter

empfindlichere Drehwaage zu denken, bei welcher nach Schleusener*) die Luftströmungen Störungen der Ruhelage von mehr als 10 Eötvös hervorrufen, aber der Meßfehler beträgt trotzdem höchstens ein bis zwei Eötvös, solange keine Temperaturumkehr eintritt.

Für Feldversuche war es erforderlich, ein gut isoliertes Bifilargravimeter zu bauen, dieses ist in Fig. 3 wiedergegeben.

*) A. Schleusener: Beitrag zur Frage der temperaturabhängigen Störung der Gleichgewichtslage der Drehwaagegehänge. Zeitschr. f. Geophys. 1933, S. 301—307.

nach dem Entarretieren in seiner Einstellung meist stark schwankte. Eine Temperaturkorrektur war nicht erforderlich. Die Temperatur schwankte während der Meßzeit um 1° C. Das Gerät war weder isoliert noch eisgekühlt oder wassergekühlt.

Der Heizversuch (Fig. 2) läßt erkennen, daß die Temperaturabhängigkeit sehr gering ist. Aber auch, daß Unregelmäßigkeiten auftreten, die wohl auf Luftströmungen zurückzuführen sind. Diese Luftströmungen waren bei einem zu bauenden isolierten Gerät nicht zu sehr zu fürchten, denn nach der Isolation sind sie erfahrungsgemäß regelmäßig und gering. Außerdem braucht man nur an die ungleich

Das Gerät ist wie eine Drehwaage dreifach isoliert und die beim Versuchsgerät gewonnenen Erfahrungen über Beseitigung der Neigungsempfindlichkeit, Fadeneinstellungen, Material usw. wurden berücksichtigt. Ferner wurde es als Doppelinstrument gebaut, um so nach Möglichkeit Sprünge erkennen zu können. Bei den Arbeiten mit dem neuen Gerät zeigte sich dann, daß den Feldmessungen noch erhebliche Schwierigkeiten im Wege standen. Z. B. gelangen keine Autotransporte, auch war die Materialfrage inuner nur von Fall zu Fall zu lösen. Das Instrument

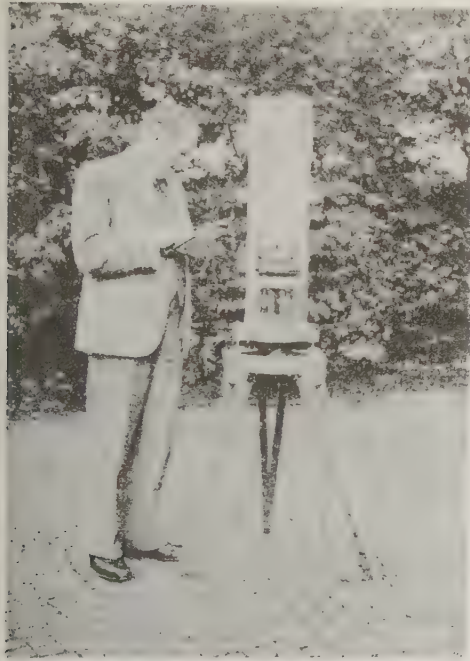


Fig. 3

Bifilargravimeter nach Berroth

(Gebaut von der Seismos G. m. b. H.
Hannover)



Fig. 4. Geländefähiges Gravimeter
nach Thyssen-Schleusener

(Gebaut von der Seismos G. m. b. H.
Hannover)

konnte deshalb nicht bei Geländearbeiten eingesetzt werden. Hinzu kam noch, daß gleichzeitig die Referenzpendelmethode von uns erfolgreich entwickelt worden war. Dadurch stiegen auch die Anforderungen, die wir an das Gerät stellen mußten.

Im vorigen Jahre machte Dr. St. v. Thyssen seine ersten Messungen im Gelände mit dem nach ihm benannten Thyssen-Gravimeter. Diese Messungen waren erfolgversprechend und es gelang uns dann auch, das Gerät in verhältnismäßig kurzer Zeit zu einem feldbrauchbaren Meßgerät zu entwickeln. Dabei wurden natürlich die bei den Arbeiten an dem Berrothschen Bifilargravimeter gewonnenen Materialerfahrungen ausgenutzt.

Das Thyssen-Gravimeter (Fig. 4) benötigt ebenfalls keine Eishülle. Es wiegt etwa 15 kg, hat geringe Ausmaße und eine Messung ist in wenigen Minuten beendet.

Fig. 5 zeigt einen Temperaturversuch. Die Temperatur steigt und fällt bei diesem Versuch schneller als es in einem isolierten Gerät in der Praxis geschieht. Größte Temperaturschwankung $+6^{\circ}\text{C}$ in 1.5 Stunden. Größte Schwankung der Einstellung 7.8 Milligal. 1 Skalenteil entspricht 4.6 Milligal.

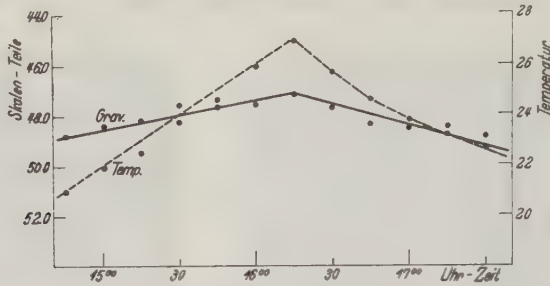


Fig. 5. Temperaturversuch mit Thyssen-Gravimeter

Gestrichelte Kurve = Temperatur, ausgezogene Kurve = Gravimeter-einstellung, 1 Skalenteil = 4.6 Milligal

Fig. 6 gibt einen Eichversuch*) im Anzeiger-Hochhaus in Hannover wieder. Höhenunterschied 38.95 m. Schwereunterschied 10.4 Milligal. Skalenwert $5.02 \text{ Milligal} \pm 0.2$. 6 Wochen später ergab eine Wiederholung des Hochhausversuches $9.9 \text{ Milligal} \pm 0.4 \text{ Milligal}$.

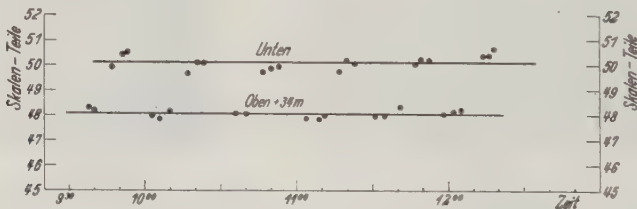


Fig. 6

Skalenwertbestimmung für das Gravimeter Th III am 27. Juli 1934

1 Skalenteil = 5 Milligal

Im Anschluß an diese Messungen wurde das Thyssen-Gravimeter im Gelände an einem norddeutschen Salzhorst erprobt.

Fig. 7 enthält die Isogammen der Drehwaagemessungen an diesem Salzhorst. Die Isogammen sind nach dem Gradientenbild berechnet worden und lagen somit bei Beginn der Gravimetermessungen schon fest. Die Messungen decken sich gut im Hauptprofil. Nur im Nebenprofil treten merkliche Abweichungen

*) Siehe auch Dr. St. v. Thyssen und A. Schleusener: Ein neuer statischer Schweremesser“. Öl und Kohle 2, H. 8, 1934.

auf. Der Fehler liegt nicht etwa beim Thyssen-Gravimeter. Bekanntlich ist es nicht immer möglich, den genauen Verlauf der Isogammen senkrecht zur Richtung der Gradienten zu bestimmen, wie aus Schleifenberechnungen mit der Drehwaage bekannt ist. Betrachtet man die Stationen des Nebenprofils als selbständiges

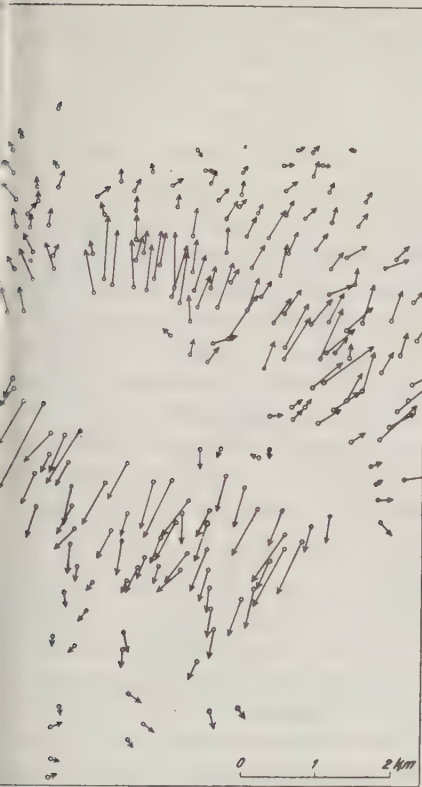


Fig. 7 a

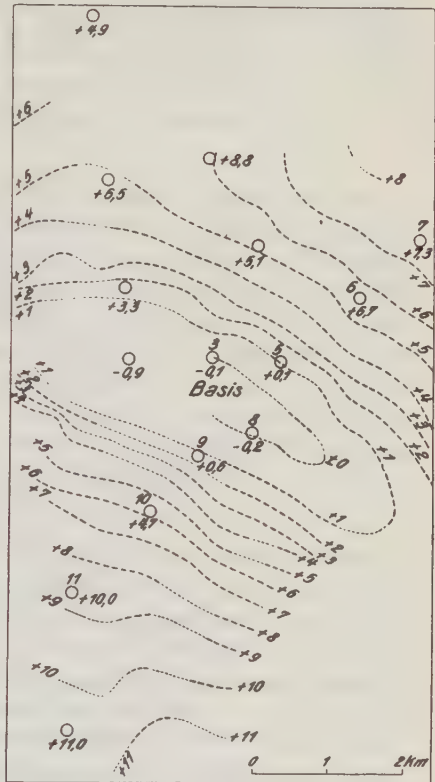


Fig. 7 b

Fig. 7 a. ↗ Gradienten nach Drehwaagemessungen (Seismos G. m. b. H. Hannover)

Fig. 7 b. ⊙ + 30 = Schwerkraftswerte nach Gravimetermessungen
(Messung der Seismos G. m. b. H. Hannover)

Gestrichelte Linie = Isogammen nach Drehwaagemessungen an einem Norddeutschen Salzdom,

Hauptprofil = + 11.0; + 10.0; + 4.7; + 0.6; - 0.2; + 0.1; + 6.7; + 7.3

Nebenprofil = - 0.9; + 3.3; + 6.5

Profil, so ist die Übereinstimmung wieder ausgezeichnet. Nur die Querverbindung beider Profile ist bei der Drehwaage ungenau. Die Messungen sind auf den meisten Stationen dreimal wiederholt worden. Im Durchschnitt war der aus den Wiederholungen berechnete mittlere Fehler des Resultates merklich kleiner als ± 1 Milligal.

Am besten ist wohl auf dem Profil Fig. 8 die Übereinstimmung zu erkennen. Das obere Schaubild mit den Gradienten wurde zur Berechnung der Schwerkraftskurve benutzt. Entnimmt man die zugehörigen Schwerewerte dem Isogammenbild (strichpunktierte Kurve), so wird infolge der beim Zeichnen erforderlichen Ausgleichung die Abweichung der Gravimeterkurve von der Gradientenkurve noch kleiner. Recht interessant ist es, wie sich in der Gradientenkurve an beiden Flanken gehobene Randschichten als sekundäres Maximum und Minimum ausdrücken.

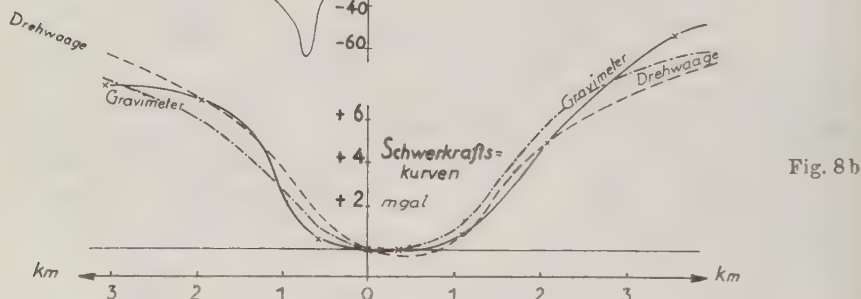
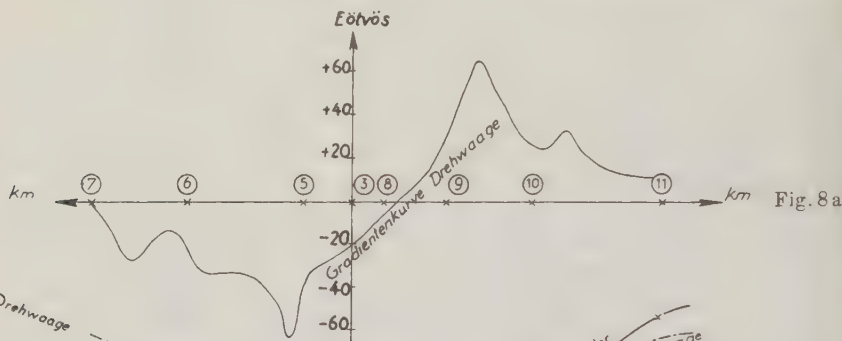


Fig. 8 a. Gradientenkurve über einem Salzdom (vgl. Fig. 7 a) in Norddeutschland
(Messung der Seismos G. m. b. H. Hannover)

Man beachte das sekundäre Maximum und Minimum durch die Randschichten

Fig. 8 b. Schwerkraftskurven über demselben Salzdom
(Messung der Seismos G. m. b. H. Hannover)

Ausgezogene Kurve = Thyssen-Gravimeter, gestrichelte Kurve = berechnet aus Gradientenkurve (Fig. 8 a), strichpunktierte Kurve = entnommen der Isogammenkarte (Fig. 7 b), also ausgeglichene Kurve

Soweit die Stationen mindestens dreimal wiederholt worden waren, wurde der mittlere Fehler berechnet. Er betrug:

[illegible]

Bei der Bearbeitung der Stationen wurden sämtliche gemessenen Werte mit gleichem Gewicht berücksichtigt.

Nachdem dieser Vergleich mit Drehwaagemessungen die Feldfähigkeit des Gerätes bewiesen hatte, wurde das durch unsere Pendel- und Drehwaagemessungen *) bekannt gewordene Schwerehoch bei Rickling in Holstein nachgeprüft. Insbesondere legte ich dabei darauf Wert, den Schwerkraftswert von + 32 Milligal für die Station Rickling festzulegen, denn dieser Wert war wegen seiner isolierten Lage gelegentlich angezweifelt worden. Aus diesem Grunde wurde in dem Profil Neumünster—Rickling—Segeberg die Stationszahl gegenüber den Pendelmessungen erheblich erhöht.

Fig. 9 enthält das Isogammenbild des Meßgebietes nach beiden Messungen. Die Übereinstimmung ist im Bereich des Hauptprofils Neumünster—Rickling—Segeberg und südlich davon gut. Es zeigt sich, daß die dreißiger Isogramme etwas weiter gezogen werden muß als bei der Interpolation nach den Pendelstationen angenommen worden war. Soweit die Isogammen nach den Pendelmessungen festlagen, ist jedoch die Übereinstimmung gut. Die größte gegen Rickling gemessene unreduzierte Schweredifferenz erreichte 35 Milligal. Weniger gut ist die Übereinstimmung im Norden von Rickling. Hier laufen z. B. die 22.5 Isogamme der Pendelmessungen und die 27.5 Isogamme der Gravimetermessungen zusammen. Dadurch wird der SSW—NNO-Verlauf des Schwerehochs bei Gravimetermessungen ausgeprägter.

Dieser Widerspruch zwischen beiden Methoden kann nur so erklärt werden, daß auf diesen Nordstationen während der Pendelreise ein Pendelsprung vorgekommen war, welcher bei den Anschlüssen auf der damaligen Basis Wilster schon wieder abgeklungen war. Bei dieser Gelegenheit möchte ich noch darauf hinweisen, daß die Messungen in Holstein für uns der Grund waren, von den bis dahin üblichen langen Pendelreisen mit 10 und mehr Stationen abzugehen *). Wir schlossen die Pendel trotz der hohen Kosten möglichst nach jeder zweiten Station an die Basis an. Dabei konnten wir dann auch solche langsam verklingenden aus dem mittleren Fehler nicht erkennbaren Pendelsprünge beobachten. Um solchen Sprüngen sicher zu entgehen, verwendeten wir bei unseren Referenzpendelmessungen in U. S. A. (fast 500 Pendelstationen) auf Kosten der Leistung mehr als die Hälfte der Arbeitszeit auf Anschlüsse und Wiederholungen.

Bei der hohen Leistungsfähigkeit des Thyssen-Gravimeters ist es natürlich leicht möglich, alle Stationen zu wiederholen und bei diesen Messungen in Holstein wurden zur Sicherheit eine Reihe von Stationen etwa 1 Woche nach der ersten Messung wiederholt.

*) A. Schleusener: „Vergleiche über Pendelmessungen, Drehwaage- und magnetische Messungen“. Öl und Kohle 2, Heft 7, 1934, S. 313 bis 318.

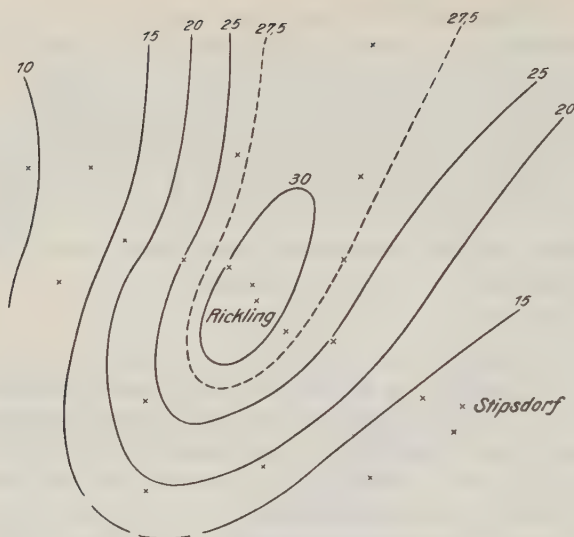


Fig. 9 a

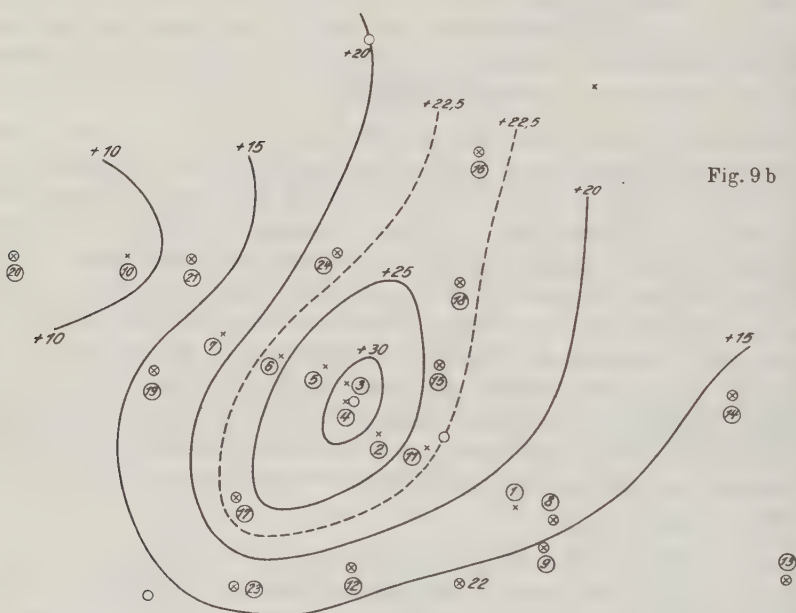


Fig. 9 b

Fig. 9. Schwerkraftsmessungen in Holstein am Ricklinger Hoch

Fig. 9 a. Messung mit Thyssen-Gravimeter (Seismos G. m. b. H. Hannover, 1934)

Fig. 9 b. Messung mit Sterneckpendel (Seismos G. m. b. H. Hannover, 1926/27)

○ Pendelstationen 1926/27, × Gravimeterstationen 1934

Linien = Isogammen in Milligal

Bei den Wiederholungen ergaben sich folgende Unterschiede:

Station	Unterschied	
Willingrade	0.1 Milligal	} gegen dieselbe Bezugsstation
Stipsdorf	0.1 „	
Wasbeck	1.7 „	
Segeberg	1.2 „	} gegen verschiedene Bezugsstationen
Fehrenboetel	1.7 „	
Rickling II	0.1 „	
Neumünster	1.8 „	
Daldorf	1.6 „	
Kalübbe	1.6 „	
Tarbeck	0.5 „	

Berechnet man aus den Differenzen den mittleren Fehler, so erhält man für den Wert einer Station ± 0.7 Milligal. Dieser Wert hätte sich noch verringert, wenn die Werte auf Grund der sich überdeckenden Meßschleifen ausgeglichen worden wären. Der Ausgleich wird jedoch erst nach Abschluß der Arbeiten durchgeführt werden. Bei den 24 in Holstein vermessenen Stationen und 11 Wiederholungen wurde nur eine einzige Messung mit einer Differenz von 3.2 Milligal verworfen. Wahrscheinlich war aber auch hier nicht das Gerät, sondern die anfangs noch geringe Übung bei Beobachtungen im Freien die Fehlerursache.

Bei den Messungen wurde das Gerät an windgeschützten Stellen oder in einem einfachen Leinenzelt aufgestellt. Die größte Entfernung zwischen Bezugsstation und Feldstation betrug entsprechend den Anforderungen der Praxis 30 km. Um einen Anhalt über Übertragungsfehler zu bekommen, wurde eine Kette von 85 km Länge vermessen. Der Schlußfehler der unausgeglichenen Werte beträgt nur 0.1 Milligal. Es lag natürlich eine zufällige Fehleraufhebung vor. Eine andere Kette lieferte bei 55 km Länge 1.8 Milligal Schlußfehler. Diese Ketten wurden auf Wunsch von Herrn Prof. Berroth vermessen. Aus den insgesamt 6 Ketten leitet Herr Prof. Berroth einen mittleren Fehler der Gravimeterstation in Holstein von ± 0.7 Milligal ab. Es ist somit durchaus berechtigt, den mittleren Fehler bei den Messungen mit dem Thyssen-Gravimeter mit kleiner als ± 1 Milligal anzunehmen.

Über den Energietransport bei der Sprengseismik

(Vortrag mit erläuterndem Film auf der Pyrmonter Tagung 1934)

Von **Oswald v. Schmidt**, Charlottenburg — (Mit 4 Abbildungen)

Um die Erscheinungen der Sprengseismik zu erklären, wird eine Hypothese eingeführt, „Die Energie der ins zweite Medium unter Einfallswinkeln $\geq i$ einfallenden Strahlen sei nicht gleich Null; die Strahlen laufen an der Grenzschicht entlang.“ Diese Hypothese steht nicht im Widerspruch zur Optik, sondern erklärt im Gegenteil Widersprüche bei der Totalreflexion und bei den Fresnelschen Formeln. — Alle Erscheinungen der Sprengseismik lassen sich aus dieser einen Hypothese als logische Folgerungen ableiten.

Die Ergebnisse der Sprengseismik sind vor allem deswegen von allgemeinerem Interesse, weil sie bisher noch ungeklärte Widersprüche mit den klassischen Brechungsgesetzen zeigen. Bevor wir auf diese Widersprüche näher eingehen, wollen wir uns an Hand eines Trickfilms die Ihnen allen bekannten Erscheinungen der Sprengseismik nochmals in ihrem gesamten Bewegungsverlauf ansehen (Fig. 1 stellt einen Einzelmoment des Films dar).

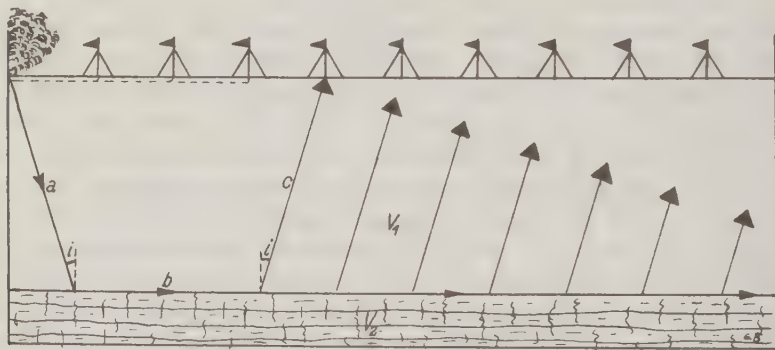


Fig. 1

Moment aus dem Erläuterungsfilm; die einzelnen Strahlen bilden eine Wellenfront, die unter dem Grenzwinkel i aufsteigt

Der Strahl bewegt sich von der Sprengstelle aus mit der Geschwindigkeit v_1 nach abwärts und fällt unter dem Winkel i (unter i verstehen wir stets den Grenzwinkel der Totalreflexion) in die zweite härtere Schicht ein. Dann läuft er an der Grenze der Schicht II mit der Geschwindigkeit v_2 ($v_2 > v_1$) und strahlt kontinuierlich einen Teil seiner Energie wieder in die Schicht I zurück, welcher Vorgang durch die sieben aufsteigenden Strahlen im Trickfilm angedeutet ist. Besonders bemerkenswert ist, daß die Spitzen der aufsteigenden Strahlen eine gerade Front bilden, der Film zeigt also viel klarer als es mit Worten zu schildern ist, daß aus

der einzelnen Grenzwellen eine Planwelle geworden ist, die wieder unter dem Winkel i aufsteigt.

Da es in der Praxis möglich ist, diese Grenzwellen trotz der kontinuierlichen Energieausstrahlung noch bis zu 10 km Entfernung vom Sprengort nachzuweisen, so muß die Energie dieser einzelnen Grenzwellen sehr groß sein.

Andererseits soll nach den Fresnelschen Formeln (von denen die seismischen Formeln abgeleitet sind) die Energie des durchgehenden (gebrochenen) Strahles beim Grenzwinkel i gleich Null sein. Wir sehen also, daß es sich bei den Erscheinungen der Sprengseismik um einen krassen Widerspruch mit den bisherigen Brechungsgesetzen handelt.

Einführung einer Hypothese. Um diesen Widerspruch zu lösen, wollen wir — gestützt durch den hundertfach erwiesenen Energiefluß im Grenzstrahl — folgende Hypothese einführen: „Die Energie der ins zweite Medium unter Einfallswinkeln $\geq i$ eindringenden Strahlen sei nicht gleich Null; die Strahlen laufen an der Grenzschicht des Medium II entlang.“

Ob diese Hypothese mit den Erscheinungen der Optik vereinbar ist, soll vorerst nicht untersucht werden, das wollen wir zum Schluß dieser Darlegungen tun*). Es handelt sich also vorerst um die Frage, ob durch die eingeführte Hypothese alle Erscheinungen der Sprengseismik widerspruchsfrei erklärt werden können, erst wenn das restlos der Fall ist, haben weitere Überlegungen einen Sinn.

Die Summation der Grenzwellen. Wenden wir uns als erstes der Klärung des in der Sprengseismik beobachteten großen Energieflusses in der Grenzschicht zu. Wir wollen dazu ein Gedankenexperiment vornehmen und den Verlauf desselben an Hand des zweiten Trickfilms betrachten (s. Fig. 2).

Es sei $EABF$ ein Bergrücken aus Sand, mit der Schallgeschwindigkeit v_1 ($v_2 > v_1$), EF sei die Felsenunterlage mit der Geschwindigkeit v_2 ($V_2 > V_1$). Wir suchen uns nun ein Stück auf dem Bergrücken aus, wo der Anstiegswinkel gerade i sei (AB) und bringen dort zwei Dynamitpatronen durch elektrische Zündung genau gleichzeitig zur Explosion, wobei ein Seismograph in E die Ankunftszeiten der beiden Strahlen registrieren soll. Der Film zeigt uns, daß die beiden Strahlen AC und BDC genau gleichzeitig, also in Phase bei C ankommen, sich daher verstärken und summiert an der Grenzfläche weiterlaufen müssen: „Summation im Grenzstrahl“.

Rechnerisch erklärt sich der Vorgang überaus einfach beim Vergleich der beiden Zeiten t_b und t_a

$$\left. \begin{aligned} t_b &= \frac{b}{v_1} = \frac{a \sin i}{v_1} \\ t_a &= \frac{a}{v_2} = \frac{a \sin i}{v_1} \end{aligned} \right\} \text{somit } t_b = t_a.$$

*) Näheres hierüber siehe v. Schmidt: „Über die Totalreflexion in der Akustik und Optik“. Ann. d. Phys. 19, 891 (1934). Dort ausführliche Literatur.

Wir können die Fläche AB nicht nur mit zwei, sondern mit beliebig vielen Sprengungen belegen, ihre Bebenstrahlen würden alle in Phase bei C ankommen, sich daher summieren. Es würde sich also um einen sehr bedeutenden Energietransport handeln, trotzdem nur eine einzelne Welle an der Grenzschicht des Mediums II weiterläuft.

Es erhebt sich nun die Frage, wodurch diese Grenzwellen auf das Medium I wieder zurückwirkt, wie wir das bei der Sprengseismik stets beobachten. Daß diese Rückwirkung unbedingt vor sich gehen muß, ist eine logische Konsequenz unserer zu Anfang gemachten Hypothese von der Existenz des Grenzstrahles; das allgemein anerkannte Prinzip von der Umkehrbarkeit des Strahlenganges besagt ja bekanntlich, daß ein Strahl in der einen Richtung genau dieselbe Zeit braucht, wie in der umgekehrten, daß würde in unserem Falle bedeuten, daß ein Strahl von E ausgehend, gleichzeitig in A und B ankommen müßte. Der

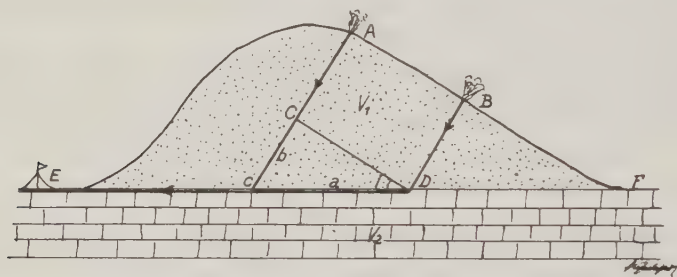


Fig. 2. Die „Summation im Grenzstrahl“. Die Strahlen AC und BDC treffen gleichzeitig in C ein und summieren sich daher. Die Intensität der Grenzwellen im Medium II ist mithin sehr bedeutend

dritte Trickfilm zeigt diesen Vorgang anschaulich, es ist alles wie in Fig. 2 geblieben, nur daß die Sprengung in E vor sich geht, und die Punkte A und B mit Seismographen belegt sind. Wenn wir den vorigen Film rückwärts drehen würden, erhielten wir übrigens dasselbe Resultat: die Grenzwellen strahlen kontinuierlich ins erste Medium herauf, es bildet sich eine Wellenfront unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion i .

Wie diese Grenzwellen im einzelnen beschaffen sind, bleibt vorläufig noch unklar, es wäre sicher verfrüht, darüber eben irgendwelche Aussagen zu machen oder rechnerische Ansätze zu versuchen, bevor nicht nähere experimentelle Ergebnisse vorliegen. Daß sich der soeben beschriebene Vorgang nicht aus den bisherigen Differentialgleichungen ergibt, liegt wohl daran, daß die Energie der Grenzwellen überhaupt nicht in Rechnung gestellt ist, und daß bei der Ableitung der Differentialgleichungen eventuell auftretende Biegungsschwingungen in der Grenzschicht nicht berücksichtigt wurden (z. B. bei Drude). Eine Verbiegung der Grenzschicht erscheint aber sehr naheliegend, wenn man in Betracht zieht, daß eine Welle mit der Geschwindigkeit v_2 im unteren Medium läuft, während

sich dicht darüber ein Medium befindet, dessen Geschwindigkeit v_1 bedeutend kleiner ist.

Den gesamten Vorgang (nämlich das Einfallen in die tiefere Schicht, die Summation in der Grenzwellen und das Wiederaufstrahlen) wollen wir der Kürze halber „*wandernde Reflexion*“ nennen; dieselbe muß nicht nur bei einem einmaligen Impuls einer Planwelle, sondern auch bei kontinuierlichen Planwellen auftreten, zumindest als primärer Vorgang, ob dann später Interferenzen eintreten, soll hier nicht behandelt werden.

Die Kugelwelle bei Explosionen ist eine reine Longitudinalwelle. Wir haben bisher nur den Fall betrachtet, daß zwei oder mehr parallele Strahlen — also eine Planwelle — in die zweite Schicht einfällt, wenden wir uns nun der im Experiment streng genommen allein gültigen Kugelwelle zu.

Bevor wir das Einfallen in die Schicht II näher betrachten, kurz einige Worte über die Fortpflanzung von Störungen in einem homogenen, isotropen, elastischen Medium.

Die grundlegenden Differentialgleichungen lauten:

$$\varrho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \mu \Delta u,$$

$$\varrho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial y} + \mu \Delta v,$$

$$\varrho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \mu \Delta w.$$

Diese Gleichungen sagen uns nur aus, daß eine Kompressionswelle (Longitudinalwelle) mit $V = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\varrho}}$ auftreten *kann*, und daß eine Scherungswelle (Trans-

versalwelle) mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{B} = \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}$ auftreten *kann*, keineswegs lautet

die Folgerung aus den Gleichungen aber (wie gelegentlich in der Literatur zu finden), daß sich im Falle einer Störung des Gleichgewichts eine Longitudinal- und eine Transversalwelle allseitig ausbreiten muß. Wann im Einzelfall beide Wellenarten, oder nur eine von beiden auftritt, muß jedesmal genau geprüft werden.

Ohne auf Einzelfragen einzugehen, sei hier hervorgehoben, daß bei Sprengungen in einem homogenen isotropen elastischen Medium sich nur kugelförmige Longitudinalwellen ausbreiten können; dieses ergibt sich direkt anschauungsgemäß aus Symmetriegründen, die Querdilatationen bzw. Querkontraktionen heben sich gegenseitig auf.

Erst nachdem die longitudinale Kugelwelle eine Grenzschicht erreicht hat, kann eine Transversalwelle bzw. eine Grenzwellen auftreten.

Die Summation bei Zylinderwellen. Wir wenden uns nun dem Problem zu, ob auch bei Zylinderwellen (als Schnitte durch Kugelwellen) eine Summation eintreten kann. Betrachten wir hierzu Fig. 3. Der unter dem Grenzwinkel i einfallende Strahl r_0 ist der Weg der kürzesten Zeit nach c . Die Frage lautet: um welchen Betrag Δt trifft der Impuls über den beliebigen Strahl r später in c ein?

Eine einfache Ableitung zeigt uns (siehe v. Schmidt, Ann. d. Phys.), daß bei gegebener Mächtigkeit (Tiefe) h und der Wellenlänge λ folgende Beziehung gilt:

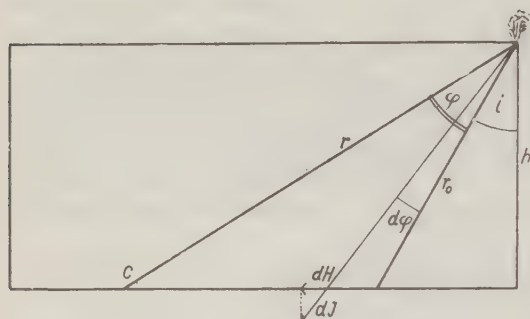


Fig. 3

von $r_0 - r$ treffen alle Strahlen innerhalb $\lambda/2$ ein, summieren sich daher

$$\frac{\Delta t}{T} = \frac{h}{\lambda} \left[\frac{1 - \cos \varphi}{\cos(i + \varphi)} \right]$$

oder

$$\frac{0.5 \lambda}{h} = \frac{1 - \cos \varphi}{\cos(i + \varphi)},$$

wobei i wie stets den Grenzwinkel bedeutet, T die Periode und φ den Winkel zwischen r_0 und r , innerhalb dessen die Strahlen mit einer Verzögerung von $\lambda/2$ eintreffen, innerhalb dessen also Summation erfolgt.

Um sich ein Bild über die Größenordnung vom Summationswinkel φ zu machen, sind einige Werte berechnet für die Spezialfälle, daß $i = 40^\circ$, $i = 20^\circ$, $i = 10^\circ$ sei:

Tabelle 1
Abhängigkeit des Summationswinkels φ von λ , h und i

$i = 40^\circ$	$i = 30^\circ$	$i = 10^\circ$	φ
$\frac{0.5 \lambda}{h} = 0.023$	0.017	0.016	10°
„ = 0.120	0.077	0.069	20°
„ = 0.392	0.208	0.175	30°
„ = 1.345	0.468	0.364	40°
	1.04	0.715	50°
	2.88	1.46	60°
		4.75	70°

Z. B. wenn $i = 10^\circ$, $0.5 \lambda = 40$ m, $h = 27$ m, so ist $\frac{0.5 \lambda}{h} = 1.46$, also der Summationswinkel $\varphi = 60^\circ$.

Wir können aus obiger Formel also entnehmen, innerhalb welchen Winkels φ die Strahlen nach dem Einfallen in die Schicht II sich summieren.

Eine analoge Summation wie beim Einfallen in die Schicht II tritt nun auch beim Aufsteigen ein, auch hier summieren sich alle Strahlen innerhalb des

Winkels φ . Zu einer Auslöschung durch die Strahlen außerhalb φ kann es nicht kommen, da es sich ja hierbei um die *erste eintreffende Halbwelle* handelt.

Es ist eine überraschende Erfahrung, daß Schichten, deren Geschwindigkeitsunterschied nur ganz gering ist, sich trotzdem sehr scharf seismisch nachweisen lassen. Anscheinend ist die Horizontalkomponente H des Gesamtimpulses J in der Grenzschicht der wirksame Energieüberträger. Betrachten wir ein schmales Strahlenbüschel $d\varphi$ in Fig. 3, das unter dem Grenzwinkel i in Schicht II einfällt. Dann ergibt sich die Horizontalkomponente

$$\begin{aligned} dH &= c \sin \varphi d\varphi, \\ H &= c \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin \varphi d\varphi, \\ H &= c [\cos i - \cos (i + \varphi)]. \end{aligned}$$

Die folgende kleine Tabelle zeigt, daß die Summationswirkung um so mehr in Erscheinung tritt, je weniger sich die Geschwindigkeiten der Schichten voneinander unterscheiden.

v_1/v_2	i	$H (\varphi = 20^\circ)$	$H (\varphi = 30^\circ)$
1 : 5.8	10°	0.119	0.219
1 : 2	30	0.223	0.366
1 : 1.3	50	0.301	0.469.

Es verbleibt die Frage, welchen Weg die Strahlen nehmen, die unter einem Winkel $< i$ auf die Grenzschicht einfallen?

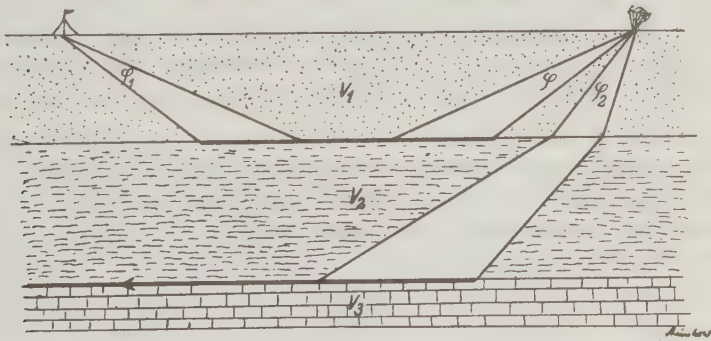


Fig. 4
Der Summationswinkel φ_1 für die Grenzschicht I, II.
" " " φ_2 " " " II, III

Da sich unsere Hypothese nicht auf die Strahlen $< i$ bezog, so verlaufen diese Strahlen nach dem gewöhnlichen Brechungsgesetz, d. h. sie dringen nach der Brechung in die Schicht II ein; falls nun noch eine dritte Schicht vorhanden, wie in der angewandten Seismik sehr häufig beobachtet, so fällt der durch die

erste Grenzschicht gebrochene Strahl in die zweite Grenzschicht unter dem Grenzwinkel i_2 ein, wobei analog zum vorherigen, $v_2/v_3 = \sin i_2$.

Einen Überblick über den Verlauf der Strahlen für zwei und für drei Schichten zeigt Fig. 4.

Wir haben somit die Gesamtheit der Erscheinungen der Sprengseismik durch die Summation im Grenzstrahl und die wandernde Reflexion erklärt. Diese beiden Vorstellungen bilden aber ihrerseits nur Folgen der Hypothese, daß ein Strahl unter dem Einfallswinkel $\leq i$ in der Grenzschicht weiterläuft.

Für die Seismik — auch die Erdbebenseismik — ist es von Bedeutung, daß *die Strahlen unter dem Winkel i hiernach nicht nur den Weg der kürzesten Zeit, sondern auch den Weg des hauptsächlichsten Energietransports darstellen.*

Es ist ein allgemein anerkanntes Kriterium für den Wert einer Hypothese, wenn durch dieselben Erscheinungen erklärt oder vorausgesagt werden, an die ursprünglich gar nicht gedacht worden ist. Nachstehend eine kurze Übersicht über die Folgerungen aus der Summationshypothese:

1. Für das Reflexionsschießen. Die direkt reflektierte Energie dürfte keineswegs beim Grenzwinkel der Totalreflexion ihr Maximum haben, wie die bisherige Theorie ergab; eine „Totale Reflexion“ für einen bestimmten Punkt gibt es im Sinne dieser Arbeit überhaupt gar nicht.

Der Empfangsapparat muß jedenfalls so aufgestellt werden, daß eine summierte Grenzwellenlinie der Verwitterungsschicht vermieden wird.

2. Für Gebäudeerschütterungen. Es muß stets in Betracht gezogen werden, ob es sich im gegebenen Falle nicht etwa um ein Zweischichtenproblem handelt. So ist beispielsweise ein Graben um ein Gebäude als Erschütterungsschutz vollkommen illusorisch, wenn alle Bebenwellen summiert durch die darunterliegende zweite Schicht übertragen werden.

3. Für die Erdbebenseismik. Falls ein Herd über einer Unstetigkeitsfläche liegt, so müßte nicht nur ein Strahl längst der Brachistochrone durch das zweite Medium nach der Registrierstation gelangen, sondern es müßte eine summierte Grenzwellenlinie an der Unstetigkeitsfläche entlang laufen und kontinuierlich an die Erdoberfläche heraufstrahlen.

Eine zweite Folgerung dieser Arbeit müßte das Fehlen von Transversalwellen bei allen von einem Explosionsbeben direkt eintreffenden Strahlen sein.

4. Für den Einfluß von Brüchen. Falls durch einen tektonischen Bruch Verhältnisse entstehen, die denen einer Zweischichtenlagerung analog sind (jedoch beim Horizontalschnitt), so muß es auch zur Summation und zur wandernden Reflexion kommen; in solchen Fällen müßte auf der anderen Seite vom Herd ein Bebenshatten auftreten, auf derselben Seite jedoch eine verstärkte Wirkung des Bebens. Auf derartige Erscheinungen hat Sieberg aufmerksam gemacht (vgl. Gutenberg, Geophys. 4, „Die Erdbeben“ von Sieberg).

Es verbleibt uns zum Schluß noch die Prüfung, ob die zu Anfang eingeführte Hypothese — die ja eine Änderung der Fresnelschen Formeln darstellt — nicht eventuell zu unüberbrückbaren Gegensätzen in der Optik führt, in diesem Falle wäre die Hypothese hinfällig. Eine genauere Untersuchung dieser Frage (vgl. v. Schmidt, Ann. d. Phys.) zeigt uns folgenden Sachverhalt:

1. Die *Fresnelschen Formeln* ergeben beim Grenzwinkel der Totalreflexion für die Amplitude des Grenzstrahles nicht wie bisher angenommen 0, sondern 21, also eine größere Amplitude als der einfallende Strahl. Dieses steht im Widerspruch zum Begriff der „Totalreflexion“ und ist ein Hinweis auf unsere Summation im Grenzstrahl, oder zum mindesten ein Hinweis, daß die Fresnelschen Formeln beim Grenzwinkel ihre Gültigkeit verlieren. Beide Ansichten geben uns jedenfalls das Recht zur Einführung unserer Hypothese.

2. Untersuchungen über die Energieverteilung bei der Totalreflexion auf Grund der *Maxwellschen Gleichungen* ergeben einen merkwürdigen Widerspruch: einerseits totale Reflexion, andererseits einen Energiefluß entlang der Grenzschicht im zweiten Medium. Dieser Energiefluß im zweiten Medium ist auch experimentell mehrfach nachgewiesen worden und bildet *ein überraschendes optisches Analogon zu der seismischen Grenzwellen im zweiten Medium*.

Wir sind also auf Grund dieses Sachverhalts in der Optik durchaus berechtigt, unsere anfängliche Hypothese einzuführen, ja es scheint sogar, als ob die — sich aus der Seismik ergebende — Summation im Grenzstrahl und die wandernde Reflexion die bisher vorstellungsgemäß unklaren Erscheinungen der Optik zu erklären vermögen. Natürlich dürfen die Ergebnisse der Seismik nur auf den ersten Impuls bei der Optik übertragen werden; daß sich beim späteren stationären Zustand der kontinuierlichen Schwingung Interferenzen einstellen werden, ist ja selbstverständlich; daß bei den seismischen Erscheinungen eine gewisse Dämpfung vorhanden ist, dürfte dagegen für die angeführte Analogie keine wesentliche Rolle spielen.

Die vielen Folgerungen aus der Summation und wandernden Reflexion, unter anderem auch auf die Schallausbreitung in der Atmosphäre und die drahtlose Telegraphie, lassen es als berechtigt erscheinen, die Hypothese einer experimentellen Prüfung zu unterziehen. Die ersten Ergebnisse einer dahinzielenden Prüfung der Hypothese sollen in nachfolgendem Vortrag geschildert werden.

Formen der Bodenschwingung bei sinusförmiger Anregung

Von R. Köhler, Göttingen

Der Stoff dieses und des folgenden Vortrages ist experimentellen Untersuchungen entnommen, die in Zusammenarbeit zwischen der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik in Berlin (Geheimrat Hertwig) und dem Geophysikalischen Institut in Göttingen (Prof. Angenheister) von F. Gerecke, R. Köhler und A. Ramspeck unter Mitarbeit von H. Lorenz durchgeführt worden sind. Bei den Messungen haben in besonderem Maße H. K. Müller, G. A. Schulze und Mechaniker W. Riehn mitgeholfen.

Die Bodenuntersuchung durch künstlich erregte elastische Wellen stützt sich im wesentlichen auf die Beobachtung der Laufzeiten eines Sprengstoßes, aus denen Schichtung und Schallgeschwindigkeit des durchlaufenen Untergrundes abgeleitet werden können. Aus den beobachteten Amplituden und Frequenzen dagegen lassen sich bisher keine Rückschlüsse auf den durchlaufenen Untergrund ziehen, weil die hierfür geltenden Gesetzmäßigkeiten nicht genügend bekannt und erfahrungsgemäß sehr verwickelt sind. Um hier einen Schritt weiter zu kommen, haben wir die Versuchsbedingungen möglichst einfach gewählt. Wir haben stationäre sinusförmige Schwingungen im Boden erregt und ihre Ausbreitung untersucht.

Als Sender diente bei unseren Messungen eine der Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik gehörende Schwingungsmaschine, die dem Boden sinusförmige Schwingungen wählbarer Frequenz aufzwingt. Beobachtet wurde mit mechanischen und elektrischen Seismographen, deren Vergrößerungs- und Phasenkurven durch Eichungen auf den Schütteltischen des Geophysikalischen Instituts genau bekannt waren. Die Untersuchungen erstrecken sich auf den Frequenzbereich von 10 bis 50 Hertz (Schwingungen pro Sekunde). Beobachtet wurde entlang geradlinigen Profilen durch den Erregerstandort mit zwei verschiedenen Versuchsanordnungen. 1. Der Empfänger steht an einem bestimmten Ort und der Erreger ändert seine Frequenz stufenweise um Beträge von etwa $\frac{1}{2}$ Hertz. Man erhält so die Amplitudenfrequenzkurve des jeweiligen Beobachtungspunktes. 2. Die Frequenz des Erregers bleibt konstant; der Empfänger wandert von Punkt zu Punkt. Durch Vergleich mit der Erregerphase erhält man die Form der Bodenschwingungen in einem bestimmten Augenblick, die Wellenlänge und die Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Die beobachteten Amplituden-Frequenzkurven sind sehr vielgestaltig. Sie zeigen stets zahlreiche Maxima (und Minima), die zum Teil echte Resonanzmaxima sind und Eigenfrequenzen des Bodens anzeigen, zum anderen Teil dagegen, besonders bei Frequenzen von 20 bis 50 Hertz, auf Interferenz beruhen.

Ein besonders deutliches Resonanzmaximum wurde auf dem Göttinger Flugplatz bei 11.7 Hertz gefunden. Die Dämpfung errechnet sich aus den Resonanzkurven zu 1.12 : 1. Die gleiche Eigenfrequenz und Dämpfung ergibt sich aus dem Ausklingen der durch eine Sprengung angeregten Bodenschwingungen. Die Dämpfungskraft ist der Geschwindigkeit proportional.

Die Schwingungen des Bodens bei sinusförmiger Anregung sind im allgemeinen elliptisch. Die Schwingungsebene liegt in besonders einfachem Gelände und bei tiefgreifenden Schwingungen (große Wellenlänge, niedrige Frequenz) in der Vertikalebene durch Station und Erreger (Rayleighwellen). Bei höheren Frequenzen und weniger einfachem Gelände dagegen ändert die Schwingungsebene ihre Lage im Raum rasch mit der Frequenz; die Richtung zur Maschine ist dann in keiner Weise mehr ausgezeichnet.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit sinusförmiger elastischer Wellen im Boden

Von **A. Ramspeck**, Göttingen

Die Wanderungsgeschwindigkeit einer bestimmten Phase der sinusförmigen Bodenschwingungen wurde gemessen, indem längs eines geradlinigen Profils durch den Erreger von Ort zu Ort die Nacheilungszeit dieser Phase gegen eine bestimmte Schwingungsphase des Erregers gemessen wurde. Trägt man diese Nacheilungszeiten als Funktion der Entfernung vom Erreger auf, so erhält man eine Art Laufzeitkurve, aus der die Wanderungsgeschwindigkeit der betreffenden Phase abgelesen werden kann. Sie wurde als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der vom Erreger ausgehenden Bodenschwingungen definiert.

Die Messungen ergaben, daß diese Ausbreitungsgeschwindigkeiten sinusförmiger Schwingungen auf allen untersuchten Böden wesentlich kleiner sind als die Geschwindigkeiten der z. B. bei Sprengungen in diesen Böden auftretenden Longitudinalwellen. Die vom Erreger ausgehenden Bodenschwingungen sind also keine Longitudinalwellen, sondern sehr wahrscheinlich Transversal- oder Oberflächenwellen. Auf manchen Böden ergab sich eine deutliche Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Erregerfrequenz. So nimmt auf dem Flugplatz in Göttingen bei einer Steigerung der Frequenz von 6 auf 20 Hertz die Geschwindigkeit stetig von 750 m/sec auf 150 m/sec ab. Der Untergrund besteht dort aus einer 5 m mächtigen Lage von diluvialen Löß, unter der Liaston ansteht. (Die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen im diluvialen Löß ergab sich aus Sprengungen zu etwa 600 m/sec, im Liaston zu 2500 m/sec.) Auf anderen Böden war die Ausbreitungsgeschwindigkeit wesentlich unabhängig von der Erregerfrequenz. Untersuchungen hierüber sind noch im Gange.

Zusammen mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit wurde die Änderung der Bodenamplitude mit der Entfernung vom Erreger bestimmt. Auf dem Flugplatz in Göttingen zeigte sich dabei, daß bei niederen Frequenzen die Amplituden entsprechend der geometrischen Ausbreitung der Wellen und ihrer Absorption im Boden mit der Entfernung stetig abnehmen. Bei Frequenzen von 16 Hertz und mehr dagegen nehmen die Amplituden mit wachsender Entfernung zunächst ab, wachsen bei großen Entfernungen wieder an bis zu einem Maximum, nehmen dann mit wachsender Entfernung wieder ab usf., so daß längs eines geradlinigen Profils eine Reihe aufeinanderfolgender Maxima und Minima der Bodenamplitude festgestellt werden konnte. Die Lage dieser Extremwerte längs eines Profils ändert sich mit der Erregerfrequenz. Ihre Abstände voneinander weisen eine bestimmte Gesetzmäßigkeit auf. — In ähnlicher Weise treten Maxima und Minima der Bodenamplituden auf, wenn man in einer bestimmten Entfernung vom Erreger die Bodenamplituden als Funktion der Frequenz aufzeichnet.

Diese Erscheinungen wurden bei allen Böden gefunden, die eine Schichtung aufweisen, nicht aber bei solchen, die bis in große Tiefen homogen sind. Sie sind so zu deuten, daß bei geschichteten Böden zwei oder mehrere Wellen, die an verschiedenen Schichtgrenzen entlang gelaufen sind, gleichzeitig am Beobachtungsort eintreffen und sich dort überlagern. Es handelt sich also hier um Interferenzerscheinungen. Aus der Lage der Maxima und Minima läßt sich die Tiefe der Schichtgrenzen, an denen die interferierenden Wellen entlang gelaufen sind, berechnen.

Referate und Mitteilungen

Werner Koehne und Wilhelm Friedrich: Ungewöhnliches Steigen des Grundwassers und Überschwemmungen in Senken ohne sichtbaren Abfluß. Herausgegeben von der Preußischen Landesanstalt für Gewässerkunde. Bes. Mitt. Bd. 8, Nr. 1. Berlin 1933.

Seit dem Jahre 1912 hat die Preußische Landesanstalt für Gewässerkunde ein ständig erweitertes Netz von Grundwassermeßstellen laufend beobachten lassen. Damit wurde ein exaktes Material gesammelt, durch das den oft recht subjektiven und gefühlsmäßigen Angaben aller möglichen Personen und Kreise über große Änderungen des Grundwasserstandes bessere Kontrollzahlen zur Seite oder entgegen gestellt werden. Die vorliegende Veröffentlichung bringt eine Auswahl der bisherigen Beobachtungsergebnisse, indem sie damit gleichzeitig einen Beitrag liefert zu der Streitfrage, ob ein länger anhaltendes Sinken des Grundwasserstandes hinweisend auf eine Austrocknung, oder ein besonders auffälliges Steigen mit einer Klimaschwankung verbunden sein müsse. Die Verfasser führen zahlreiche Beispiele an (96 Meßstellen, davon 49 im Odergebiet, 24 im Elbe- und Eidergebiet, der Rest im Ostsee-, Weser-Ems- und Nordseegebiet), die seit 20 Jahren beobachtet sind. Die Ganglinien der Grundwasserstände lassen die Schwankungen des Grundwasserspiegels meist ohne Schwierigkeit auf die

Niederschlagsverhältnisse zurückführen. Das gegenwärtige Abflußjahr 1934 hat den Verfassern recht gegeben, indem der empfindliche Niederschlagsmangel eine ungewöhnliche Absenkung des Grundwassers zur Folge hatte, die bei einer kommenden niederschlagsreichen Periode auch wieder in einen Grundwasseranstieg umschlagen dürfte, ohne daß dabei gleich an eine Austrocknung oder dauernde Änderung im Sinne eines fortschreitenden Steigens gedacht werden muß. Die Vorgänge in der Natur sollte man, bevor man sich für eine möglichst phantasievolle Erklärung entscheidet, wie Klimaänderungen oder andere unkontrollierbare Erscheinungen, zunächst einmal auf ihren augenscheinlichen Zusammenhang ansehen. Zuweilen bedarf es nur einer seit Jahren vernachlässigten Vorflutreinigung oder einer besseren Kontrolle der Drainagen, um ungewöhnlich hohe Grundwasserstände herabzudrücken. Diese natürlichen Zusammenhänge sind in den behandelten Beispielen, die mit einer ausführlichen Brunnenbeschreibung versehen sind, aufs beste nachgewiesen.

H. Haase.

Bericht über die elfte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

vom 13. bis 15. September 1934 in Bad Pyrmont

Donnerstag, den 13. September 1934, 10¹/₂ Uhr:

Die Tagung wurde durch den stellvertretenden Vorsitzenden L. Weickmann mit folgender Ansprache eröffnet.

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft begeht ihre elfte ordentliche wissenschaftliche Tagung in Bad Pyrmont. Für die zehnte Tagung, die als Jubiläumstagung in Leipzig, am Orte der Gründung der Gesellschaft, vor zwei Jahren abgehalten wurde, war ein etwas weiterer und festlicherer Rahmen in Universität und Rathaus mit Gewandhausmusik und Observatoriumseinweihung vorgesehen. Hier in Bad Pyrmont aber, wo wir eine reine Arbeitstagung abhalten, nimmt uns ein von der Natur gesegneter Fleck auf, eine wahrhaft deutsche Landschaft von unvergleichlicher Innigkeit und Wärme, ein Bade- und Kurort, der Tradition und Stil bewußt und mit Geschmack zu pflegen versteht. Wir sind der Kurverwaltung von Bad Pyrmont zu herzlichem Dank verpflichtet für alle freundlichen Vorbereitungen dieser Tagung, dafür, daß sie uns die herrlichen Räume ihrer Verwaltung und ihre Festsäle zur Verfügung gestellt und manche Erleichterung eingeräumt hat, die uns neben unserer wissenschaftlichen Arbeit auch den Genuß dieses altberühmten Bades und seiner Einrichtungen ermöglicht.

Die Vorverhandlungen für die Abhaltung unserer Tagung in Pyrmont und die gesamte Vorbereitungsarbeit hat unser verehrter Vorsitzender, Herr Geheimrat Kohlschütter getroffen. Er kann leider unsere Verhandlungen hier nicht leiten, da gleichzeitig die Tagung der Baltischen Geodätischen Kommission in Moskau stattfindet. — Wissenschaftliche Tagungen sind ja nicht bloß in Deutschland, sondern in ganz Europa zur Ferienbeschäftigung geworden. Bei der Moskauer Tagung ist Geheimrat Kohlschütter der einzige stimmberechtigte deutsche Vertreter. Es sollen Fragen der Organisation internationaler wissenschaftlicher Zusammenarbeit beraten werden, eine Aufgabe, die besonders gegenwärtig wichtiger und vordringlicher erschien, als die Leitung unserer deutschen Tagung. Eine Verschiebung der einen oder anderen Versammlung ließ sich nicht durchführen.

Somit fällt mir als dem stellvertretenden Vorsitzenden die Aufgabe und Ehre zu, Sie, meine Damen und Herren, Mitglieder und Gäste, aufs herzlichste zugleich im

Namen des Vorstandes zu begrüßen. Ich begrüße besonders die Herren Vertreter der Stadt und der Kurverwaltung von Bad Pyrmont. Ich freue mich des weiteren, daß auch diesmal wieder eine Anzahl ausländischer Kollegen erschienen ist. Die Geophysik ist die Physik des Erdballs, sie kann kaum ein Problem zu Ende bringen ohne internationale Zusammenarbeit, sei es im Luftmeer, im Bereiche der Ozeane oder im festen Erdkörper. Die Pflege internationaler wissenschaftlicher Beziehungen, internationaler wissenschaftlicher Freundschaft ist daher für uns Geophysiker eine Selbstverständlichkeit. Mehr als ein Drittel unserer Mitglieder gehören dem Auslande an, über 20 Nationen sind in der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vertreten. Wir hoffen und wünschen von Herzen, daß die Gemeinschaft der wissenschaftlichen Arbeit auch in Zukunft vom Auslande ebenso sorgsam und gewissenhaft gepflegt werden wird, wie dies von seiten der deutschen Kollegen jedenfalls geschehen wird.

Seit der zehnten Tagung hat die Gesellschaft den Tod zweier angesehener Mitglieder zu beklagen:

Professor Dr. Albert Wigand, Hamburg, am 18. Dezember 1932.
und

Dr. P. A. Loos in Godoy Cruz, Mendoza, Argentinien, am 15. Juni 1933.

Eine Würdigung der so überaus sympathischen Persönlichkeit Wigands, der auch dem Vorstande unserer Gesellschaft angehört hatte, habe ich in der Zeitschrift der Gesellschaft gegeben. Ich darf Sie bitten, sich zum ehrenden Andenken an die beiden Verstorbenen von den Sitzen zu erheben. Ich danke Ihnen.

Unser Ehrenmitglied, Geheimrat Hugo Hergesell, mit dem ich vor wenigen Tagen erst in Friedrichshafen anlässlich der Tagung der Internationalen Aerologischen Kommission beisammen war, deren Präsident er ist, hat am 29. Mai d. J. seinen 75. Geburtstag gefeiert. Der Vorsitzende hat ihm die herzlichsten Glückwünsche der Gesellschaft zu diesem Tage ausgesprochen. Das Fest des 70. Geburtstages hat in größter Frische gefeiert am 21. Mai d. J. Herr Geheimrat Oskar Hecker. Mit den herzlichsten Glückwünschen zu diesem Tage konnte ihm der Vorsitzende auch die Mitteilung überbringen, daß die Gesellschaft ihn wegen seiner Verdienste um die Geophysik und um unsere Gesellschaft zu ihrem Ehrenmitgliede ernannt hat. Ich freue mich, ihn in unserer Mitte begrüßen zu können.

Meine Damen und Herren! Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft tritt in diesem Jahre, da sie ihre Tagungen nur alle zwei Jahre abhält, zum ersten Male zusammen im neuen Deutschland, in dem Deutschland, das nach dem Willen des Führers und Reichskanzlers Adolf Hitler und nach dem Vermächtnis unseres vor kurzem heimgegangenen ehrwürdigen Reichspräsidenten wieder groß, stark, unabhängig und geachtet werden soll. An der Verwirklichung und Erreichung dieses hohen Zieles mitzuarbeiten, das der Führer selbst in unermüdlicher, harter Arbeit verfolgt, ist selbstverständliche Pflicht und selbstverständlicher Wunsch und Wille jedes Deutschen und soll in dieser Stunde feierliches Gelöbnis auch der deutschen Geophysiker sein. Der Führer hat selbst die hohe Aufgabe, die der Physik im Rahmen der menschlichen kulturellen Arbeit zufällt, in wundervollen Worten in seiner Rede über die menschliche Kultur gekennzeichnet. Er hat die Physik eine Großmacht genannt, deren Aufgabe es ist, die Schätze des Erdballs zu mobilisieren zum Wohle des Volkes. Meine Damen und Herren! Den Anteil, der dabei auf die Geophysik entfällt, können Sie ersehen, wenn Sie nur einen Blick auf unser Vortragsprogramm werfen. Schon der erste Vortrag der Tagung von unserem Kollegen v o n Seidlitz über die geophysikalische Reichsaufnahme wird Ihnen zeigen, welche wichtige Rolle die geophysikalischen Methoden zur Lagerstätten erkundung spielen in dem wirtschaftlichen Kampf der Erschließung neuer Bodenschätze, den wir zu führen gezwungen sind. Und in der ersten allgemeinen Sitzung der Physiker und Mathematiker, mit denen gleichzeitig hier in Bad Pyrmont tagen zu

können, wir mit großer Freude als eine besondere Bereicherung begrüßen, hat unser Kollege Angenheister über die physikalische Erforschung der Rohstoffquellen Deutschlands gesprochen. Physik, Geophysik, Geologie, Chemie und physikalische Chemie sind in einem Lande von dem wirtschaftlichen Charakter Deutschlands unentbehrliche Hilfskräfte. Niemand denkt daran, diese wichtigen Kräfte lahmzulegen, vielmehr sollen sie mehr und mehr mobilisiert werden für die praktischen Aufgaben der nationalen Wirtschaft. Das heißt nicht, daß die theoretische Forschung damit ad acta gelegt werden sollte oder könnte. „Die Theorie zieht die Praxis nach sich wie der Magnet das Eisen“, hat einer unserer bedeutendsten Naturforscher schon vor mehr als 100 Jahren gesagt. Auch in der Geophysik kommen wir ohne die Theorie nicht aus und in manches unserer lange und heiß umkämpften Probleme der Luftelektrizität, des Erdmagnetismus, der Ultrastrahlung hat die Atomtheorie aufklärende Lichter geworfen.

So wollen wir also jetzt frisch und unverzagt an unsere Arbeit gehen, erfüllt von dem Gedanken der Notwendigkeit internationaler Zusammenarbeit, aber auch völlig hingegeben dem Dienste der nationalen Interessen, so wie das alle guten und edlen Völker dieser Erde tun.

Unserer Liebe zur Heimat aber, unserer Einsatzbereitschaft und Gefolgschaftstreue zum Führer und Kanzler des Deutschen Reiches und Volkes in und mit unserer wissenschaftlichen Arbeit wollen wir Ausdruck geben durch ein dreifaches Sieg-Heil!

Hierauf überbrachte Kurdirektor Gallion die Grüße des Oberbürgermeisters und der Kurverwaltung der Stadt Pyrmont. Er hob die Bedeutung geophysikalischer Beratung für die Quellbohrungen eines Heilbades wie Pyrmont hervor und schloß seine Ansprache mit besten Wünschen für einen vollen Erfolg der Tagung.

Wissenschaftliche Sitzungen

Donnerstag, den 13. September 1934 im Anschluß an die Eröffnung.

Vorsitz: L. Weickmann.

1. W. v. Seidlitz: Die geophysikalische Reichsaufnahme. (Aussprache: Schlomka, v. Seidlitz.)
2. F. Linke: Über einige neuere Apparate für geophysikalische Explorationen und deren etwaige Beziehung zur Wünschelrutenreaktion. (Aussprache: Gerlach, Weickmann, Linke.)
3. H. Haalek: Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Nord- und Ostsee und in Norddeutschland. (Aussprache: Berroth.)
4. G. Tuchel: Zur Frage der Geländekorrektion bei Drehwaagemessungen. (Aussprache: v. Schmidt, Tuchel.)
5. H. Gräfe: Messungen von Schwerevariationen mit dem Ausgleichspendel nach Schuler. (Aussprache: Angenheister, Schmerwitz, Schlomka.)
6. M. Müller: Der geophysikalische Nachweis des Zechsteindolomits. (Aussprache: Hummel, Graf, Müller.)
7. A. Schleusener: Über Messungen mit transportablen statischen Schweremessern. (Aussprache: Berroth, Schlomka, Schleusener.)

Donnerstag, den 13. September 1934, 15¹/₄ Uhr:

Vorsitz: G. Angenheister.

1. H. Israël: Emanation der Boden- und Freiluft. (Aussprache: Swinne, Israël.)

2. M. Bossolasco: Das Strömungssystem der Luft über Mogadischu. (Aussprache: Weickmann, Bossolasco.)
3. M. Rössiger: Ionenzählungen unter Tage. (Aussprache: Israel.)
4. H. Rudolph: Die Energie der Heliokathodenstrahlen in ihrer Beziehung zur fortschreitenden Bewegung der Elektronen in den Polarlichtstrahlen. (Aussprache: Linke, Angenheister.)
5. G. A. Suckstorff: Eine transportable Zählrohrapparatur. (Aussprache: Hummel, Angenheister, Lorensen, Suckstorff.)
6. Rose Stoppel: Neuere Untersuchungen mit Sanford-Elektrometern mit Demonstration von Kurven. (Aussprache: Linke, Junge, Schlomka, Stoppel.)
7. M. Ackemann: Untersuchung von Sekundäreffekten der kosmischen Ultrastrahlung bei großen Bleidicken. (Aussprache: Swinne, Angenheister, Lettau, Ackemann.)
8. H. Dobberstein: Eichung von Schallempfängern (Undographen und Membranapparaten). (Aussprache: Kühl, Angenheister.)

Freitag, den 14. September 1934, 9¹/₄ Uhr:

Vorsitz: A. Defant.

1. A. Sieberg: Erdbeben und Erdrinde. (Aussprache: Linke, Defant, Sieberg.)
2. G. Angenheister: Schütteltische für horizontale und vertikale Bewegungen. (Aussprache: K. Jung, v. Schmidt, Angenheister.)
3. K. Jung: Über Mikroseismik und Brandung nach Aufzeichnungen des Geodätischen Instituts. (Aussprache: Tams, Born, Kienow, Angenheister, v. Schmidt, K. Jung.)
4. Th. Schlomka: Kritische Bemerkungen zur Theorie des Erdmagnetismus. (Aussprache: Angenheister, Koenigsberger, Schlomka.)
5. R. Köhler: Formen der Bodenschwingung bei sinusförmiger Anregung.
6. A. Ramspeck: Ausbreitungsgeschwindigkeit sinusförmiger Maschinenschwingungen im Boden. (Aussprache zu 5 und 6: Trappe, Weickmann, Lettau, Kienow, Angenheister.)
7. O. Meisser: Beschleunigungsmesser. (Aussprache: Angenheister, v. Schmidt, Meisser.)
8. B. Brockamp: Ergebnisse seismischer Feldarbeiten in Dänemark, durchgeführt vom Geodätischen Institut, Kopenhagen. (Aussprache: Trappe, Angenheister, v. Schmidt, Brockamp.)

Freitag, den 14. September 1934, 16 Uhr:

Vorsitz: E. Tams.

1. J. N. Hummel: Über die Leitfähigkeit eines Aggregates in bezug auf die Leitfähigkeit seiner Komponenten. (Aussprache: Schlomka, Hummel.)
2. H. Martin: Uhrenuntersuchungen. (Aussprache: Meisser.)
3. H. Schmücking: Ein Beitrag zur Entwicklung der Präzisionspendeluhr. (Aussprache: Gräfe, Meisser.)
4. O. v. Schmidt: Ergebnisse einer seismischen Arbeitsgemeinschaft der T. H. Berlin, mit Filmvorführung. (Aussprache: Brockamp, Jensch, Trappe, Angenheister, H. Jung, K. Jung, v. Schmidt.)

Samstag, den 15. September 1934, 9¹/₄ Uhr:

Vorsitz: F. Linke.

1. G. Wüst: Bodenwasser und Gliederung der Atlantischen und Indischen Tiefsee.
2. A. Defant: Zur Dynamik des antarktischen Bodenstromes im Atlantischen Ozean. (Gemeinsame Aussprache zu 1 und 2: Sieberg, Weickmann, Tams, Kienow, Lettau, Linke, Wüst, Defant.)

Weickmann wird beauftragt, gemeinsam mit Schmauß (Meteorologische Gesellschaft) und Kohlschütter mit der Notgemeinschaft in Verbindung zu treten, um die Verteilung des Meteorwerkes an die in Betracht kommenden Institute zu erreichen.

3. M. Rössiger: Die Aufzeichnung der erdmagnetischen Elementarwellen mittels Kriechgalvanometers. (Aussprache: Linke, Schlomka, Meisser, Rössiger.)
4. H. Jung: Stereophotogrammetrische Vermessung von Pilotballonbahnen. (Aussprache: Linke, Roux, Weickmann.)

Samstag, den 15. September 1934, nachmittags

Autobusfahrt nach Göttingen und Besichtigung des Geophysikalischen Instituts der Universität, wozu dessen Direktor Professor Dr. Angenheister die Gesellschaft freundlicherweise eingeladen hatte.

Elfte Mitgliederversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft am Freitag, den 14. September 1934 in Bad Pyrmont, Grüner Saal des Kurhauses

Tagesordnung

1. Bericht des Vorstandes.
2. Bericht des Schriftleiters der Gesellschaftszeitschrift.
3. Bericht des Schatzmeisters und der Rechnungsprüfer.
4. Entlastung des Vorstandes.
5. Satzungsänderung.
6. Entweder: Wahl des Führers der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, oder: Wahlen zum Vorstand. Es scheiden aus: W. Schmidt, L. Weickmann.
7. Kassenvoranschlag und Festsetzung des Mitgliedsbeitrages.
8. Wahl der Rechnungsprüfer.
9. Ort der nächsten Tagung.

Der stellvertretende Vorsitzende, L. Weickmann, eröffnet die Mitgliederversammlung um 14^h 35^m. Er stellt fest, daß die Versammlung rechtzeitig und ordnungsmäßig einberufen wurde und daher beschlußfähig ist.

Punkt 1. Der Bericht des Vorstandes wird vom stellvertretenden Vorsitzenden, L. Weickmann, verlesen (Anlage 1).

Punkt 2. Der Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik, G. Angenheister, erstattet den Bericht über die Zeitschrift (Anlage 2). Er fügt hinzu, daß er bereit sei,

Arbeiten, die ihm persönlich für die Zeitschrift nicht geeignet erscheinen, dennoch aufzunehmen, wenn sie durch ein Mitglied des Vorstandes oder der Zeitschriftkommission als geeignet zur Drucklegung überreicht werden. Die Arbeiten erhalten unter dem Titel den Vermerk: „Überreicht von . . .“

Die Versammlung erklärt sich mit diesem Vorschlage einverstanden.

Ferner wird beschlossen, daß wie bisher, Aufsätze in englischer und französischer Sprache aufgenommen werden sollen, insbesondere dann, wenn sie sich mit Arbeiten beschäftigen, die in der Zeitschrift veröffentlicht sind.

Punkt 3. Der Schatzmeister, R. Schütt, erstattet den Kassenbericht (Anlage 3) und legt eine schriftliche Bescheinigung der Kassenprüfer, H. Haalek und J. Kölzer, vor, wonach diese die Kasse geprüft und in Ordnung befunden haben.

Der Vorsitzende dankt dem Schriftführer und dem Schatzmeister für die geleistete Arbeit. Auch den Rechnungsprüfern wird der Dank der Gesellschaft ausgesprochen.

Punkt 4. Dem Vorstand, dem Schriftleiter und dem Schatzmeister wird Entlastung erteilt.

Punkt 5. Die Versammlung stimmt einstimmig dem Vorschlage des Vorstandes zu, in § 6, Zeile 5 der Satzungen das Wort „vier“ durch das Wort „sechs“ zu ersetzen.

Punkt 6. In den Vorstand werden neu gewählt: J. Bartels, H. Benndorf, A. Defant. Dem Vorschlage des Vorstandes entsprechend, wird einstimmig beschlossen, daß die im Jahre 1930 gewählten Vorstandsmitglieder A. Born, O. Hecker, E. Kohlschütter bis 1936 im Amte bleiben. Zu stellvertretenden Vorsitzenden werden A. Defant und F. Linke gewählt.

Demnach setzt sich der Vorstand für die nächsten beiden Jahre wie folgt zusammen:

Vorsitzender: E. Kohlschütter; stellvertretende Vorsitzende: A. Defant, F. Linke; Schatzmeister: R. Schütt; Schriftleiter: G. Angenheister; weitere Vorstandsmitglieder: J. Bartels, H. Benndorf, A. Born, O. Hecker, W. Meinnardus, H. Rauschelbach.

Punkt 7. Es wird beschlossen, den Mitgliedsbeitrag von 24.— RM jährlich unverändert beizubehalten. Der vom Schatzmeister R. Schütt verlesene Kassenvoranschlag wird angenommen.

Punkt 8. Als Rechnungsprüfer werden H. Haalek und J. Kölzer wiedergewählt.

Punkt 9. Einladungen für die nächste Tagung liegen vom Oberbürgermeister der Stadt Kiel und von Professor Mainka, Ratibor, vor. Die Gesellschaft dankt für die Einladungen, läßt die Wahl des nächsten Tagungsortes noch offen. Der Vorstand wird ermächtigt, einen geeigneten Ort auszuwählen. Der günstigen Lage wegen wird vorgeschlagen, die nächste Tagung in einem mitteldeutschen Badeort stattfinden zu lassen.

10. Verschiedenes. G. Angenheister regt an, Kassenüberschüsse dazu zu verwenden, jüngeren Mitgliedern und Studenten durch eine Beihilfe den Besuch der Tagungen zu ermöglichen. Der Vorstand wird ermächtigt, jeweils bis zu 200.— RM in Teilen von je höchstens 30.— RM für diesen Zweck auszugeben.

Schluß der Versammlung: 15^h 30^m.

Anwesend 21 Mitglieder.

gez. K. Jung
Protokollführer

L. Weickmann
stellvertretender Vorsitzender

Anlage 1

Bericht des Vorstandes über die Zeit vom 1. Oktober 1932 bis zum 14. September 1934

Im Mitgliederbestande sind während der Berichtszeit folgende Änderungen eingetreten: Die Gesellschaft verlor durch Tod, Austritt, Streichung 31 Mitglieder. Neu aufgenommen wurden 13 Mitglieder, so daß die Zahl der Mitglieder von 205 am 1. Oktober 1932 auf 187 zurückgegangen ist. In dieser bedauerlichen Abnahme kommt die schwere Wirtschaftslage Deutschlands zum Ausdruck, da die meisten Ausgetretenen oder Gestrichenen nicht mehr in der Lage waren, den Mitgliedsbeitrag aufzubringen. Mit dem wirtschaftlichen Aufstieg, der jetzt eingesetzt hat, wird sich daher voraussichtlich auch die Mitgliederzahl der Gesellschaft wieder heben. An die Mitglieder ergeht trotzdem die Bitte, auch weiterhin für die Gesellschaft zu werben.

Am 24. April 1933 hat Herr Professor Dr. J. Koenigsberger sein Amt als Vorstandsmitglied niedergelegt. Der Vorsitzende hat ihm für sein stets lebhaftes Interesse an der Gesellschaft und seine wertvolle Mitarbeit an den Vorstandsgeschäften den Dank der Gesellschaft ausgesprochen.

Die Frage, ob die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für den Fachausschuß 14, Physik, zwei Vertreter der Geophysik, einen für den festen Teil und einen für die Wasser- und Lufthülle der Erde, zulassen würde, die bei der 10. Mitglieder-Versammlung erörtert wurde, ist inzwischen dahin entschieden worden, daß nur ein Geophysiker dem Fachausschuß angehören darf. Als solcher ist dem Vorschlag der Gesellschaft entsprechend Herr Schmauß berufen worden.

Die Frage des Beitritts Deutschlands zur Internationalen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik befindet sich noch weiter in der Schwebe; sowohl der Herr Reichsminister des Innern als auch der Herr Reichsminister des Äußern haben sich grundsätzlich dafür erklärt, daß Deutschland der Vereinigung beitrifft. Gleichzeitig haben sie erklärt, daß bei der gegenwärtigen Finanzlage die Reichsregierung die Beiträge für die Vereinigung — es sind nach der in Lissabon erfolgten Herabsetzung noch immer 9600.— RM jährlich — nicht zur Verfügung stellen könne. Da ein anderer Weg, diese beträchtliche Summe aufzubringen, nicht bekannt ist, muß mit dem Beitritt gewartet werden, bis sich die Finanz- und Devisenlage gebessert haben wird. Der Vorstand hofft, daß dies bis zu der im Jahre 1936 in Edinburg stattfindenden nächsten Tagung der Vereinigung der Fall sein wird.

Daß die jetzige Reichsregierung die internationalen wissenschaftlichen Beziehungen fördern will, kommt darin zum Ausdruck, daß sie die Mittel für Deutschlands Beteiligung am Internationalen Geographen-Kongreß in Warschau zur Verfügung gestellt, und daß sie im Jahre 1933 einen erheblichen Reisekostenzuschuß für die Entsendung von deutschen Geophysikern nach Lissabon bewilligt hat. Deutschland konnte daher der ergangenen Einladung nachkommen und als Gast an der letzten Tagung der Internationalen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik teilnehmen. Vertreter waren die Herren: Angenheister, Defant, Schmauß, Tomaschek. Außerdem war Herr Bartels als Vertreter der Carnegie Institution anwesend. Alle Vertreter haben in ihren Berichten hervorgehoben, daß sich ihnen die Überzeugung aufgedrängt hätte, daß für den Fortschritt der deutschen Wissenschaft der Beitritt zur Vereinigung notwendig sei.

Die Gesellschaft ist aufgefordert worden, Mitglied der Deutschen Gesellschaft für Erdölforschung (jetzt Mineralölforschung) zu werden. Da der Jahresmindestbeitrag für Körperschaften 50.— RM beträgt, ist der Beitritt für unsere Gesellschaft finanziell nicht tragbar. Von dem Geschäftsführer der Gesellschaft für Mineralölforschung ist deshalb angeregt worden, daß lediglich der Vorsitzende der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft die Mitgliedschaft erwirbt, um eine engere Verbindung zwischen beiden Gesell-

schaften herzustellen. Die jährlichen Kosten würden sich dann nur auf 10.— RM belaufen. Der Vorstand hat zugestimmt, daß die Kosten von der Gesellschaft übernommen werden, da er der Ansicht ist, daß es für unsere Gesellschaft förderlich ist, wenn sie laufend über die Vorgänge bei der Gesellschaft für Mineralölforschung unterrichtet wird, und da die Pflege der wissenschaftlichen Beziehungen zu verwandten Körperschaften nach § 2 der Satzungen eine Aufgabe unserer Gesellschaft ist.

Eine Satzungsänderung ist notwendig, weil in § 6 ein Widerspruch stehengeblieben ist, wie in der allen Mitgliedern übersandten Anlage zu Punkt 5 (irrtümlicherweise als Punkt 6 bezeichnet) der Tagesordnung näher dargelegt ist.

Vor kurzem ging ein Schreiben der Reichszentrale für wissenschaftliche Berichterstattung ein, aus dem hervorgeht, daß das Reichsministerium für Wissenschaft, Erziehung und Unterricht sich mit den wissenschaftlichen Gesellschaften beschäftigt. Das Ministerium will wissen, wieviel ausländische Mitglieder die wissenschaftlichen Gesellschaften haben, und welche Einrichtungen (Institute, Zeitschriften u. ä.) sie unterhalten. Der Reichszentrale ist mitgeteilt worden, daß die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft 69 ausländische Mitglieder hat, die 20 verschiedenen Nationen angehören, und daß sie die Zeitschrift für Geophysik unterhält.

Da die Kasse einen Übertrag von 1889.42 RM ergibt, wie der folgende Kassenbericht erweisen wird, hat der Vorstand einer Anregung von Herrn Angenheister zugestimmt, einen kleineren Betrag auszuwerfen, um jüngeren, unbemittelten Mitgliedern einen Reisekostenzuschuß zu gewähren zum Besuche unserer Tagungen.

Anlage 2

Bericht über die Herausgabe der Zeitschrift für Geophysik Jahrgang 1933 und 1934 von G. Angenheister

Der Band IX, 1933 enthält 369 Seiten Text mit 162 Abbildungen, 1 Bildnis, Titel, Inhalts- und Mitgliederverzeichnis, zusammen 25 Bogen, außerdem 12 Bogen Geophysikalische Berichte, einschließlich Inhaltsverzeichnis dazu. Der ganze Band enthält also 37 Bogen mit 162 Figuren und 1 Bild, zum Preise von 22.— RM für Mitglieder der Gesellschaft, daß sind noch nicht —.60 RM pro Bogen, also rund die Hälfte der sonst üblichen Bezugspreise.

Band X, 1934 enthält 25½ Bogen Text usw., außerdem 13 Bogen Geophysikalische Berichte, zusammen also 38½ Bogen.

Die Zahl der Bezieher ist seit 1932 nahezu unverändert, und zwar:

	1932	1933	1934
Mitglieder der Gesellschaft . . .	169	177	161
Nichtmitglieder	257	254	245
	426	431	406

Die Zahlen für 1934 gelten für Mitte August.

Die „reinen Herstellungskosten“ der Zeitschrift sind in den Jahren 1932/34 durch die Einnahmen gedeckt. Rechnet man den auf die Zeitschrift entfallenden Anteil der allgemeinen Geschäftsunkosten des Verlages hinzu, so bleibt allerdings noch ein Defizit von fast 2000.— RM pro Jahr.

Die Redaktionsunkosten, die zu den reinen Herstellungskosten gehören, betrugen 1933 und 1934, wie in den früheren Jahren, 600.— RM pro Jahr, die zur Bezahlung von Hilfskräften, Portoauslagen usw. verwendet wurden. Ein Honorar für den Schriftleiter wurde, wie auch früher, nicht bezahlt.

Auch in den letzten beiden Jahren mußten eine beträchtliche Anzahl Arbeiten als ungeeignet zurückgewiesen werden. Um unnötige Härten zu vermeiden, bin ich bereit, Arbeiten, die mir persönlich für die Zeitschrift nicht geeignet erscheinen, dennoch aufzunehmen, wenn sie durch ein Mitglied des Vorstandes der Gesellschaft oder der Zeitschriftkommission als geeignet zur Drucklegung überreicht werden. Diese Arbeiten erhalten unter dem Titel den Vermerk: Überreicht von

Anlage 3

Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für die Geschäftsjahre
1932/33 und 1933/34

Abgeschlossen am 8. September 1934

Einnahmen	Ausgaben
An Bestand RM 1336.—	Per Verwaltungskosten . . RM 361.60
Restbeiträge 1931/32 . „ 347.47	Fr. Vieweg & Sohn A.-G.
Beiträge 1932/33 und	f. Jahrgang IX u. X
1933/34 „ 8 773.51	d. Ztschr. f. Geophys. „ 8 205.96
	Übertrag auf 1934/35 u.
	1935/36 „ 1 889.42
	<u>RM 10 456.98</u>
<u>RM 10 456.98</u>	

Von obigen RM 1889.42 sind

auf der Bank RM 1786.08
auf Postscheckkonto . . . „ 101.39
in der Kasse „ 1.95

RM 1889.42

Geprüft und richtig befunden

Bad Pyrmont, den 13. September 1934

Prof. Dr. Kölzer
Ober-Regierungsrat

Prof. Dr. Haalck

Prof. Dr. R. Schütt
z. Zt. Schatzmeister

Berichtigung

(Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. X, Heft 7, 1934)

S. 323, Z. 12 von unten lies: $\frac{1}{94 \cdot 10^6 \text{ sec}^2}$ statt $\frac{1}{3712 \cdot 10^6 \text{ sec}^2}$.

S. 323, Z. 10 „ „ „ : 214 mal statt 8400 mal.

Autorenverzeichnis

Bondaletoff, N. 85.
Bossolasco, M. 360.
Bullard, E. C. 318.

Cloos, E. 252.
Critikos, H. A. 265.

Duckert, P. 119, 127, 197.

Gerlach, W. 345.
Gherzi, E. 317.
Grabowski, L. 322.
Graf, A. 67, 73.
Gräfe, H. 17.

Haase, H. 65, 388.
Hahnkamm, E. 235.
Hartmann, W. 288.
Hopfner, F. 279.

Israël, H. 347.

Jakuschoff, P. 308.
Jung, H. 118, 186.
Jung, K. 325.

Kohl, E. 93.
Köhler, R. 66, 386.
Kölzer, J. 215.
Koulomzine, Th. 85.

Ledersteger, K. 246.
Linke, F. 342.

Martin, H. 158.
Masuch, V. 112.
Meiße, O. 158, 259.
v. zur Mühlen, W. 26.
Müller, H. K. 40.
Müller, M. 330.

Nowack, E. 3.

Ramspeck, A. 387.
Regula, H. 167.
Rudolph, H. 356.

Sandmann, B. 200, 269.
Schleusener, A. 369.
v. Schmidt, O. 378.
Schwinner, R. 240.
v. Seidlitz, W. 335.
Sieberg, A. 340.
Steinhäusser, H. 59.
Stoppel, R. 359.
Suckstorff, G. A. 95.

Trommsdorff, W. 296.
Tuchel, G. 346.

Wölcken, K. 222, 300.

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere

- A. Graf: Beitrag zur Berechnung von Minimum-Stabpendeln. S. 67.
- Zur Theorie elastischer Pendel mit besonderer Berücksichtigung des Holweck-Lejayschen Stabpendels. S. 73.
- E. Hahnkamm: Betrachtungen über ebene Pendel. (Aus dem Institut für angewandte Mechanik, Göttingen.) S. 235.
- R. Schwinner: Außenraum und Innenraum. (Schlichtung des Streites um die Schwerkraftreduktion.) S. 240.
- K. Ledersteger: Bemerkungen zu den Geoiden von Ackert und Hirvonen. S. 246.
- F. Hopfner: Die Relativität der Undulationen. S. 279.
- W. Hartmann: Ein detonierendes Meteor über dem Weserbergland am 2. Januar 1934. S. 288.
- W. Trommsdorff: Der Meteorfall bei Stadt Rehburg am 2. Januar 1934. S. 296.
- P. Jakuschoff: Das Grundeis. S. 308.
- E. C. Bullard: Note on the Hayford-Bowie tables for calculating g . S. 318.
- L. Grabowski: Kann die Laplacesche Differentialgleichung für das Schwerkraftpotential auch innerhalb der Erdkruste als erfüllt angesehen werden? S. 322.
- A. Schleusener: Messungen mit transportablen statischen Schweremessern. S. 369.

2. Gezeiten, Deformationen, Seismik

- E. Nowack: Die südalanischen Erdbeben 1930/31. S. 3.
- H. Gräfe: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XIV. Über die Deformation der Erdoberfläche durch Scherungskräfte im Herd von Erdbeben. S. 17.
- W. von zur Mühlen: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XIII. Über seismische Oberflächenwellen und ihre Beziehung zum geologischen Aufbau des eurasiatischen Kontinents. S. 26.
- H. K. Müller: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XII. Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen. S. 40.
- O. Meisser: Zur photographischen Registrierung von Stationsseismometern. S. 259.
- N. A. Critikos: Ein Horizontalseismometer für die Aufzeichnung von starken Orts- und Nahbeben. S. 265.
- E. Gherzi: Le problème des microséismes et le déferlement des vagues. S. 317.
- K. Jung: Über mikroseismische Bodenunruhe und Brandung. S. 325.
- A. Sieberg: Erdbeben und andere Erdrindenbewegungen. S. 340.
- O. v. Schmidt: Über den Energietransport bei der Sprengseismik. S. 378.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

Erdmagnetismus, Polarlicht, Luftelektrizität, Durchdringende Strahlung

- Th. Koulomziné und N. Bondaletoff: Eine neue Methode für sehr präzise magnetische Messungen. S. 85.
 E. Kohl: Zur Frage der mit dem temperaturkompensierten Magnetsystem erreichbaren Meßgenauigkeit. S. 93.
 G. A. Suckstorff: Die Höhenverteilung der Erd-, Luft- und Höhenstrahlung. Auszug aus der Berliner Dissertation. S. 95.
 V. Masuch: Erdstrahlungsmessungen in Bad Nauheim nach der Gammastrahlenmethode. S. 112.
 K. Wölcken: Vergleich zwischen der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung über Grönland und über Deutschland. S. 300.
 H. Israël: Emanation in Boden- und Freiluft. S. 347.
 H. Rudolph: Die Energie der Helio-kathodenstrahlen in ihrer Beziehung zur fortschreitenden Bewegung der Elektronen in den Polarlichtstrahlen. S. 356.
 R. Stoppel: Weitere Untersuchungen mit dem Sanford-Elektrometer. S. 359.

III. Physik der Atmosphäre

Dynamik der Atmosphäre, Strahlungsvorgänge

- H. Steinhäusser: Horizontalsicht bei örtlich veränderlicher Trübung und Beleuchtung. S. 59.
 P. Duckert: Ergebnisse der Hörbeobachtungen des Sprengversuchs in Oldebroek am 15. Dezember 1932 (Sprengungen zu Forschungszwecken mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft. S. 119.
 — Die Wetterlage und die Schichtung der Atmosphäre am 15. Dezember 1932, dem Sprengtag von Oldebroek. (Sprengungen zu Forschungszwecken mit Unterstützung der Notgemein-

schaft der Deutschen Wissenschaft.) S. 127.

Materialzusammenstellung der Schallregistrierungen während der Sprengungen in Oldebroek (Holland) am 15. Dezember 1932. (Gehört zu den von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft unterstützten Forschungsarbeiten. S. 145.

- O. Meisser und H. Martin: Beiträge zu den Luftschallmessungen. (Geophysikalische Forschungsarbeiten, mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführt.) S. 158.
 H. Regula: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XV. Schallausbreitung in der Atmosphäre. S. 167.
 H. Jung: Berechnung der Laufzeitkurven des anormalen Schalles für windstille Atmosphäre und Vergleich mit der Laufzeitkurve der Oldebroeksprengung vom 15. Dezember 1932. S. 186.
 P. Duckert: Ergebnisse der Registrierungen von Schallwellen an kreisförmig um den Sprengherd angeordneten Stationen. S. 197.
 B. Sandmann: Beobachtungsergebnisse über den Einfluß der „akustischen Umkehrschicht“ auf die Schallausbreitung. S. 200.
 J. Kölzer: Zur Frage der anomalen Schallausbreitung. S. 215.
 K. Wölcken: Schalluntersuchungen im Polargebiet. S. 222.
 B. Sandmann: Die Bedeutung der Unstetigkeiten im Verlauf der Schallgeschwindigkeit mit der Höhe für die normale und anomale Schallfortpflanzung. S. 269.
 M. Bossolasco: Das Strömungssystem der Luft über Mogadischu. S. 360.

IV. Angewandte Geophysik

- H. K. Müller: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XII. Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen. S. 40.

- A. Graf: Beitrag zur Berechnung von Minimum-Stabpendeln. S. 67.
- Zur Theorie elastischer Pendel mit besonderer Berücksichtigung des Holweck-Lejaayschen Stabpendels. S. 73.
- Th. Koulomzine und N. Bondaletoff: Eine neue Methode für sehr präzise magnetische Messungen. S. 85.
- E. Kohl: Zur Frage der mit dem temperaturkompensierten Magnetsystem erreichbaren Meßgenauigkeit. S. 93.
- V. Masuch: Erdstrahlungsmessungen in Bad Nauheim nach der Gammastrahlenmethode. S. 112.
- E. Hahnkamm: Betrachtungen über ebene Pendel. (Aus dem Institut für angewandte Mechanik, Göttingen.) S. 235.
- E. Cloos: Auto-Radio als Hilfsmittel geologischer Kartierung. S. 252.
- E. C. Bullard: Note on the Hayford-Bowie tables for calculating g . S. 318.
- M. Müller: Der geophysikalische Nachweis des Zechsteindolomits. S. 330.
- W. v. Seidlitz: Die geophysikalische Reichsaufnahme. S. 335.
- F. Linke: Über einige neue Apparate für Bodenexplorationen und deren etwaige Beziehungen zur Wünschelrutenreaktion. S. 342.
- W. Gerlach: Diskussionsbemerkung zu dem Vortrag von Herrn F. Linke in der Gesellschaft für Geophysik, Pyrmont, am 13. September 1934. S. 345.
- G. Tuchel: Zur Frage der Geländekorrekturen bei Drehwaagemessungen. S. 346.
- A. Schleusener: Messungen mit transportablen statischen Schweremessern. S. 369.
- O. v. Schmidt: Über den Energietransport bei der Sprengseismik. S. 378.
- R. Köhler: Formen der Bodenschwingung bei sinusförmiger Anregung. S. 386.

- A. Ramspeck: Die Ausbreitungsgeschwindigkeit sinusförmiger elastischer Wellen im Boden. S. 387.

Verschiedenes und Mitteilungen

- Karl Mack †. S. 1.
- Berichtigung. S. 66.
- Richard Schumann 70 Jahre alt. S. 67.
- H. Hergesell zum 75. Geburtstage. — O. Hecker zum 70. Geburtstage S. 119.
- Nautischer Funkdienst 1934. S. 278.
- Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. S. 278.
- Berichtigung. S. 334.
- Berichtigung. S. 397.
- Bericht über die elfte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. S. 389.

Referate

- H. Haase: Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands. S. 65.
- R. Köhler: H. Reich: Angewandte Geophysik für Bergleute und Geologen. S. 66.
- R. Köhler: A. Sieberg: Erdbebenforschung und ihre Verwertung für Technik, Bergbau und Geologie. S. 66.
- H. Jung: R. Tomaschek: Die Messungen der zeitlichen Änderungen der Schwerkraft. S. 118.
- H. Haase: Werner Koehne und Wilhelm Friedrich: Ungewöhnliches Steigen des Grundwassers und Überschwemmungen in Senken ohne sichtbaren Abfluß. S. 388.

Geophysikalische Berichte

- S. 1—52. Heft 1.
- S. 53—68. Heft 2.
- S. 69—132. Heft 5/6.
- S. 133—160. Heft 7.
- S. 161—188. Heft 8.

Geophysikalische Berichte

Castens. Hugo Dominik †. Ann. d. Hydrograph. 61, 345—348, 1933, Nr. 10.
H. Ebert.

C. F. Talman. Translation of „Luftkörper“. Nature 132, 445, 1933, Nr. 3333. Es wird darauf hingewiesen, daß der Begriff „Luftkörper“ im Englischen mit „air-matt“ zu übersetzen ist und nicht mit „atmospheric body“, wie im „Meteorologischen Wörterbuch“ des 2. Teiles des Linkeschen „Meteorologischen Taschenbuches“ angegeben ist.
Fritz Hänsch.

Joseph Larmor. The Tidal Strain on the Earth. Nature 132, 313, 1933, Nr. 3330. Eine kurze Notiz über die Wirkung der Gezeiten auf die Eötvössche Drehwaage.
K. Jung.

O. Meißer. Schneiden- und Unterlagematerial bei invariablen Pendeln für relative Schweremessungen. ZS. f. Geophys. 9, 173—180, 1933, Nr. 4/5. An einem Pendel wurde die Schneide durch zwei gleiche Kugeln ersetzt, deren Material und Durchmesser von Versuch zu Versuch wechselte. Es ergab sich, daß die Korrektion auf unendlich kleinen Kugelradius der Theorie entsprechend dem Kugelradius proportional ist. Weitere Versuche haben die Bedingungen aufgesucht, unter denen die übliche Amplitudenkorrektion genügt. Es ist wesentlich, hartes Material für Schneide und Unterlage zu verwenden. Zu gleichem Ergebnis kommen Untersuchungen des logarithmischen Dekrements, das bei hartem Material weniger von der Amplitude abhängig ist als bei weichem. Die Mikrophotographie einer Quarzglasschneide zeigt zahlreiche Scharten, während eine Stahlschneide bei gleicher Vergrößerung ganz glatt aussieht. Vor sprödem Material ist also zu warnen.
K. Jung.

Heinz Lettau. Invar-Minimumpendel als Magnetstäbe. ZS. f. Geophys. 9, 180—188, 1933, Nr. 4/5. Mit einfachen Hilfsmitteln werden die magnetischen Momente und Suszeptibilitäten von Schwerependeln aus Invar bestimmt. Änderungen des Magnetfeldes haben auf Pendel von Sternckscher Form nur geringe Wirkung, bei Stabpendeln jedoch übersteigt der magnetische Einfluß die Beobachtungsfehlergrenze. Für das Zweipendelverfahren wird der Einfluß eines magnetischen Feldes theoretisch und experimentell untersucht. Es wird vorgeschlagen, an den Pendelapparaten ständige Magnetenadeln anzubringen, deren Ablesung die Berechnung der meist kleinen Korrekturen einwandfrei gestattet.
K. Jung.

E. A. Ansel. Erwiderung zu der Arbeit von H. Schmehl. ZS. f. Geophys. 9, 261—262, 1933, Nr. 4/5. Beitrag zum Zweipendelverfahren bei relativen Schweremessungen.
K. Jung.

L. B. Slichter. The Interpretation of the Resistivity Prospecting Method for Horizontal Structures. Physics 4, 307—322, 1933 Nr. 9. Das Problem aus elektrischen Potentialmessungen, die an der Oberfläche einer horizontalen gleichförmigen Erde ausgeführt werden, die unbekannte Änderung der Leitfähigkeit mit der Tiefe herzuleiten, läßt sich auf ein Grenzwertproblem ungewöhnlicher Art zurückführen. Die Lösung dieses Problems für ein isotropes Medium wird im ersten Teil der Abhandlung gegeben. Im zweiten Teil wird das gewöhnlichere umgekehrte Problem für einige spezielle Fälle von Leitfähigkeitsfunktionen gelöst. Zur Unterstützung bei der Deutung der experimentellen Ergebnisse werden Beispiele in graphischer Darstellung gegeben. Im dritten Teil wird der Fall des anisotropen, in horizontaler Richtung jedoch isotropen Mediums behandelt.
v. Steinwehr.

Wilhelm Schmidt. Der Tagbogenmesser, ein Gerät zum Verfolgen der Bahn der Sonne am Himmel. Meteorol. ZS. 50, 328—331, 1933, Nr. 9. Instrument dient zur raschen Ermittlung der Stundenwinkel, des Auf- und Untergangsortes, der Höhen über dem astronomischen Horizont und ist bis 60° geographischer Breite benutzbar. Bei parallaktischer Aufstellung trägt das kleine Fernrohr am unteren Objektivende einen beweglichen Spiegel zur Einstellung der Deklination (Zehntelgrade ablesbar). Einteilung des Stundenkreises auf 5 Minuten. Ein dritter Kreis dient zur Einstellung der geographischen Breite. Bussole und Kreuzlibelle ermöglichen rasche und genaue Aufstellung. Hersteller Starke und Kammerer, Wien IV. *Sättele.*

K. Feußner. Vereinfachter Berechnungsgang für Messungen mit Silverdiskpyrheliometern. Meteorol. ZS. 50, 347—348, 1933, Nr. 9. Es wird gezeigt, wie Beobachtungsergebnisse mit dem Silverdiskpyrheliometer durch Aufstellung einer Art Eichkurve leicht ausgewertet werden können.

H. Ebert.

C. G. Abbot and L. B. Aldrich. An improved water-flow pyrheliometer and the standard scale of solar radiation. Smiths. Miscell. Collect 87, Nr. 15, 8 S., 1932 (Publ. 3182). Verschiedene Verbesserungen, die an einem Wasserflußpyrheliometer angebracht sind, werden mitgeteilt, und Vergleichsmessungen mit einem Silverdiskpyrheliometer werden durchgeführt.

Fritz Hänsch.

C. G. Abbot. The kampometer, a new instrument for extreme sensitiveness for measuring radiation. Smiths. Miscell. Collect. 89, Nr. 3, 5 S., 1933 (Publ. 3211). Das Kampometer, ein Instrument von äußerster Empfindlichkeit und sehr kurzer Einstelldauer für Strahlungsmessungen gedacht, wird genau beschrieben. Zwei feine Spiralen aus sehr dünnem Bimetall (0,008 mm) in entgegengesetzter Wicklung sind miteinander verbunden. Das ganze System trägt oben und unten mehrere kleine Magnete, die je zwischen einem Elektromagneten hängen, um so eine Dämpfung zu erreichen. Bei Benutzung wird die eine Bimetallspirale belichtet und vereinfacht so infolge Erwärmung eine Torsion, die mit Hilfe eines an dem ganzen System befestigten Spiegels auf einer Skale einen Ausschlag hervorruft.

Fritz Hänsch.

N. R. Campbell. The measurement of visual sensations. Proc. Phys. Soc. 45, 565—590, 1933, Nr. 4 (Nr. 249). Die Abhandlung stellt eine Kritik an einer von Dr. L. F. Richardson vorgeschlagenen Methode dar, die sinnlich wahrnehmbare Empfindungen durch gefühlsmäßige Abschätzungen messen will.

Fritz Hänsch.

Joseph Kölzer und Kurt F. Möller. Windmessung durch Pilotballone mit Funkpeilung. Meteorol. ZS. 50, 297—300, 1933, Nr. 8. Um die Windverhältnisse auch in und über Wolken feststellen zu können, wird die Funkpeilung zu Hilfe gezogen, wie es auch schon die Amerikaner versucht haben. An einem Piloten hängt ein Fallschirm, der einen tonmodulierten Sender mit einer Antenne trägt. Als Heizstromquelle dient eine Taschenlampenbatterie, die gleichzeitig einen Summer betreibt, dessen hochtransformierter Wechselstrom zur Speisung der Anode benutzt wird. Da mit einem Rahmenpeiler nur Azimutalwinkel feststellbar sind, muß mindestens von zwei Stellen aus gemessen werden, um unter Annahme einer konstanten Steiggeschwindigkeit die Projektion der Pilotbahn festlegen zu können. Die Methode und bei den Versuchen gesammelte Erfahrungen werden ausführlich mitgeteilt.

Fritz Hänsch.

E. O. Hulburt. A Small Wind Meter. Rev. Scient. Instr. (N.S.) 4, 501—503, 1933, Nr. 9. Es wird ein kleiner tragbarer Windmesser beschrieben, der zur Be-

stimmung der Windgeschwindigkeit und zur Feststellung kurzer lebhafter Böen dient. Das Instrument besteht im wesentlichen aus einem Glimmerblättchen und einem Zeiger, die beide drehbar an einem dünnen Draht befestigt sind.

Fritz Hänsch.

Herbert Kirsten. Technische Windmessungen. Übersicht der Meßverfahren. Arch. f. techn. Messen 3, Lieferung 28, V126—2, 1933.

H. Ebert.

H. Thomas. Nomogramme zur Bestimmung der Sonnenhöhe bei beliebiger geographischer Breite sowie der Äquivalenttemperatur und spezifischen Feuchtigkeit. Meteorol. ZS. 50, 369—374, 1933, Nr. 10.

Scheel.

G. Böhnecke. Ein Assmannsches Aspirations-Psychrometer mit Umkippthermometern. Ann. d. Hydrogr. 61, 259—260, 1933, Nr. 8/9. Ein Assmannsches Aspirations-Psychrometer ist zwecks Ablesung außerhalb der Reichweite des Beobachters mit Umkippthermometer und entsprechender Kippvorrichtung versehen.

H. Ebert.

P. Gast. Die hypothesenfreie Bestimmung der Erdfigur mit neuen Hilfsmitteln. ZS. f. Geophys. 9, 189—196, 1933, Nr. 4/5. Ein Vorschlag, die geometrische Bestimmung des Erdreliefs durch Raumtriangulation mit Hilfe von Flugzeugen auszuführen, die mit Leuchtapparaten und photogrammetrischen Raumwinkelkameras ausgestattet sind. Die Anwendung auf eine geodätische Überbrückung des Atlantischen Ozeans scheint in Zukunft nicht ganz unmöglich zu sein.

K. Jung.

Harold Jeffreys. The Figure of the Earth. Remarks on Professor Hopfners paper. Gerlands Beitr. 39, 374—377, 1933, Nr. 4. Der Verf. verteidigt sich gegen einen Vorwurf Hopfners bezüglich einer unerlaubten Reihenentwicklung von g , setzt sich mit Hopfners Arbeit „Über einige aktuelle Fragen der physikalischen Geodäsie“ auseinander und kritisiert einige Annahmen in Ackerls Arbeit über das Geoid.

Ferd. Steinhäuser.

R. A. Hirvonen. Über die kontinentalen Undulationen des Geoids. Gerlands Beitr. 40, 18—23, 1933, Nr. 1. Der Verf. berechnet die kontinentalen Undulationen mittels der Stokesschen Formel auf mit Schwere-messungen belegten Gebieten. Dabei werden alle bisher bekannten Schwerebestimmungen verwendet, die Messungen auf den Inseln der Ozeane, über schmalen Meerestiefen und auf Bergstationen aber wegen der starken und auf kleine Gebiete beschränkten Anomalien beiseite gelassen. Die Reduktion auf Meeresniveau wurde nach der Freiluftformel (Faye) vorgenommen und die Berechnung der Geoidabstände auf das Ellipsoid $a = 6378388$ m und $a = 1/297,0$ bezogen. Zur Ableitung des Schwerefeldes wurden aus den beobachteten Anomalien Mittelwerte für $5^\circ \times 5^\circ$ -Felder gebildet und zur Erweiterung auf die Gebiete ohne Schwere-messungen wurde die Annahme eines isostatischen Gleichgewichtes zugrunde gelegt. So konnten für eine Zone, die um die Erde führt und mit 62 Beobachtungsstellen belegt war, die Geoidabstände berechnet werden. Bei Reduktion auf den Äquator zeigt sich zweifellos dessen Abplattung mit einer Differenz von großer und kleiner Achse $a - b = 139 \pm 16$ m und einer Richtung der großen Achse nach $\lambda = -18,5 \pm 3^\circ$.

Ferd. Steinhäuser.

N. Idelson. Die Integralgleichung der physikalischen Geodäsie. Gerlands Beitr. 40, 24—28, 1933, Nr. 1. Wenn das Potential des Geoids $W = U + T$, wo U das Potential der in der Referenzkugel S vom Radius R ein-

geschlossenen Erdmasse und T das Potential der darauf ausgebreiteten störenden Schicht von einer Flächendichte μ bedeuten, so läßt sich aus der Fundamentalgleichung der Gravimetrie die Integralgleichung für μ

$$2\pi\mu - \frac{3}{2R} \int_S \frac{\mu d\sigma}{r} + (\gamma_0 - g) = 0$$

herleiten; darin ist r der Abstand des Elementes $d\sigma$ vom Aufpunkt. Als Anwendung werden die Stokes'sche Summationsformel und eine Reihe von Poincaré daraus abgeleitet. *Ferd. Steinhauser.*

Adam Malicki. Les dénivellations du globe. Bull. int. Acad. Polon. (A) 1933, S. 239—251, Nr. 4/8. Mit Denivellationen werden die größten Höhenunterschiede bezeichnet, die in den Elementen der in Quadrate von 500 km Seitenlänge unterteilten Erdoberfläche vorkommen. Die Zonen maximaler Denivellation umranden die bekannten Großformen der Erde. Starke Denivellationen in Ozeangebieten fallen ausschließlich mit dichten Lotungen zusammen. Es ist zu erwarten, daß weitere Lotungen zur Entdeckung weiterer Gebiete starker Denivellation führen, und es ist anzunehmen, daß die Denivellationen der Ozeanböden nicht geringer sind als die der Kontinentaloberflächen. *K. Jung.*

W. Köppen. Die Änderungen der Temperatur in Europa seit der letzten Eiszeit. Meteorol. ZS. 50, 281—284, 1933, Nr. 8. Auf folgende zwei Weisen werden die Temperaturänderungen in Europa seit der letzten Eiszeit untersucht: 1. Die sogenannte Pollenanalyse, d. h. die mikroskopische Untersuchung der Ablagerungen in verschiedener Tiefe der Moore und Seen auf Blütenstaub, und 2. die Berechnung der Änderungen in der von der Erde empfangenen Sonnenstrahlung auf Grund der astronomischen Störungsrechnung, die die Änderungen in der Erdbahn durch die Anziehung der Planeten und in der Neigung der Ekliptik infolge der Abplattung der Erde bestimmt. Bei der ersten Art wird vor allem die Grenze gewisser Baumarten untersucht, die dann einen Schluß auf den jährlichen Temperaturgang zuläßt. Zwischen den Ergebnissen nach den Strahlungskurven und nach den Funden ergibt sich bis auf eine Abweichung von 5° für die Zeit vor etwa 22 000 Jahren eine ganz gute Übereinstimmung. Während für die Zeit vor 22 000 die Mitteltemperaturen in Europa unter dem jetzigen Mittel lagen, lagen sie vor 10 000 und 7000 Jahren über dem heutigen Mittel. *Fritz Hänsch.*

S. J. Truscott. Problems of Mining at Great Depths. Nature 132, 229—231, 1933, Nr. 3328. Es werden allgemeine Bemerkungen über Grundwasserhaltung, Ventilation und Einbau von Stützen und Balken in Bergwerken von großen Tiefen gemacht. *Fritz Hänsch.*

E. Kleinschmidt. Zur Flutbewegung der festen Erdkruste. ZS. f. Geophys. 9, 197—199, 1933, Nr. 4/5. Es werden einige Einwände gegen die von Tomaschek und Schaffernicht ausgeführte Analyse ihrer mit dem Bifilargravimeter ausgeführten Messungen der Gezeiten des Schwerfeldes erhoben. *K. Jung.*

R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Die Flut der festen Erde. ZS. f. Geophys. 9, 199—204, 1933, Nr. 4/5. Gleichzeitige Messungen der Gezeiten des Schwerfeldes mit Bifilargravimetern in Marburg (Lahn) und Berchtesgaden ergaben, daß die Amplitude an beiden Orten ungefähr gleich und erheblich geringer als bei vollkommen starrer Erde ist, die Bewegung in Berchtesgaden den Flutkräften um etwa eine Stunde voraneilt, in Marburg um eine Stunde nachhinkt.

In quantitativer Hinsicht sind die Gezeiten der Erde weit weniger bekannt, als man bisher glaubte. Eine Vermehrung der Beobachtungsstationen und gleichzeitige Messungen mit Horizontalpendeln sind nötig. Einige Einwände E. Kleinschmidts gegen die Berechnungen der Verff. werden widerlegt. *K. Jung.*

Rudolf Tomaschek. Die Messungen der zeitlichen Änderungen der Schwerkraft. Ergebnisse der exakt. Naturwissensch. 12, 36—81, 1933.

H. Ebert.

F. Ackerl. Die Ergebnisse der Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung. (Das Geoid, II.) ZS. f. Geophys. 9, 263—275, 1933, Nr. 4/5. Aus über 4000 Schwerewerten hat der Verf. eine Berechnung der Geoidgestalt durchgeführt. Ein Abriß der Theorie und die Ergebnisse werden mitgeteilt.

K. Jung.

Adalbert Prey. Über die Schweremessungen auf dem Meere. Naturwissensch. 21, 713—719, 1933, Nr. 40. Leichtverständliche Darstellung des Wesens und der Bedeutung der von Vening Meinesz im Unterseeboot ausgeführten Schweremessungen.

K. Jung.

Sigismund Kienow. Der Zusammenhang zwischen Spannung und Verformung bei tektonischen Vorgängen. ZS. f. Geophys. 9, 204—229, 1933, Nr. 4/5. Ausgehend von Versuchen Kármáns und Böckers an Marmor und Sandstein werden die Beziehungen zwischen Spannung und Deformation von Gesteinen theoretisch entwickelt. Da die Versuche an Marmor und Sandstein keinen Aufschluß über den zeitlichen Ablauf geben, wurden die zeitlichen Verhältnisse durch Experimente mit plastischem Ton bestimmt. Unter der Voraussetzung, daß die Versuche an Ton auch für die Gesteine der Erdkruste maßgebend sind, wird die Theorie unter Annahme der von Geophysikern berechneten Zähigkeitswerte auf tektonische Probleme angewandt. Die Geschwindigkeit tektonischer Vorgänge und der für orogene Prozesse nötige Energieaufwand werden abgeschätzt. Zum Schluß wird die Grabenbildung als ein Beispiel plastischer Deformation untersucht, und es gelingt, dem Bewegungsbild eine Spannungsverteilung zuzuordnen.

K. Jung.

W. Hiller. Eine Erdbebenwarte im Gebiete der Schwäbischen Alb. ZS. f. Geophys. 9, 230—234, 1933, Nr. 4/5. Ein kurzer Bericht über die Erdbebentätigkeit der Rauhen Alb; Hinweis auf die Notwendigkeit von Erdbebenstationen in der Nähe der Schüttergebiete; Beschreibung einer neuen Erdbebenwarte in Meßstetten bei Ebingen.

K. Jung.

Takeo Matuzawa. Fluggeschwindigkeit einiger vulkanischer Bomben. Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 329—346, 1933, Nr. 2. Brocken, die von tätigen Vulkanen ausgespien werden, liefern oft sehr wichtige Daten über die Tätigkeit des betreffenden Vulkans. Wichtig ist vor allem, die Anfangsgeschwindigkeit der Brocken zu bestimmen. In vielen Fällen ist hierbei der Luftwiderstand vernachlässigt worden. Der Verf. hat genauere Untersuchungen über dieses Problem angestellt und gefunden, daß bei Brocken von einem kleineren Durchmesser als 50 cm der Luftwiderstand eine große Rolle spielt. Dagegen kann man ihn bei Brocken von Durchmessern über 1 m vernachlässigen.

W. Schneider.

Takeo Matuzawa. Gasdruck bei einigen vulkanischen Ausbrüchen in Japan. Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 347—349, 1933, Nr. 2. In der vorstehend referierten Arbeit hat der Verf. die Anfangsgeschwindigkeit der aus Vulkanen ausgestoßenen Brocken berechnet. Diese Geschwindigkeiten benutzt er dazu, die Gas-

drucke, die bei vulkanischen Ausbrüchen entstehen, zu berechnen. Die nachstehende Tabelle enthält das Ergebnis seiner Berechnungen.

	Ausbruch des				
	Asama 22. 10. 1911	Asama 12. 8. 1913	Sirane 23. 10. 1932	Bandaisan 15. 7. 1888	Azumasan —
v m/sec	135,8	210,8	154	171,5	148,6
p at	227	548	293	363	272

Diese Drucke stimmen mit denen von Wolff im Handb. d. Geophys. S. 228—229 angegebenen ziemlich überein, und man kann nach den bisherigen Untersuchungen den Gasdruck bei Vulkanausbrüchen mit rund 450 at annehmen. *W. Schneider.*

P. A. Loos. Beitrag zur Erklärung der argentinisch-chilenischen Erdbeben zwischen 27 und 33° südlicher Breite. Gerlands Beitr. 39, 206—235, 1933, Nr. 2/3. Als wirkende Kraft, die die argentinisch-chilenischen Erdbeben verursacht, wird die Westdrift der kontinentalen Sialmassen angenommen, die an den pazifischen Simamassen ein unüberwindliches Hindernis finden, das die Aufwölbung des ganzen Andengebietes bewirkte und die andrängenden Sialmassen wie eine Brandungswoge zurückwirft, so daß nahe der Erdoberfläche ein gegen Osten gerichteter tangentialer Schub erzeugt wird. *Ferd. Steinhauser.*

R. Spitaler. Beziehungen zwischen den Erdbeben in den Alpen und Apenninen und den Achsenschwankungen der Erde. Gerlands Beitr. 39, 320—325, 1933, Nr. 2/3. Nach früheren Untersuchungen des Verf. herrschen im Bereich des Meridians, gegen den die Erdachse verlagert wird (positiv kritischer Meridian), horizontale Druckkräfte, welche nördlich von 45° Breite nach Norden und südlich davon nach Süden gerichtet sind, im um 180° entgegengesetzten Meridian (negativ kritischer Meridian) aber nördlich von 45° Breite nach Süden und südlich davon nach Norden gerichtete Druckkräfte. Zugleich treten dabei die Massen senkende beziehungsweise hebende vertikale Druckkräfte auf. In Beziehung mit diesen Kräften werden nun die Beben der Alpen, des Semmerings, der Apenninen und der Dinaren nach einer Zusammenstellung von V. Conrad untersucht und ein Überwiegen der Häufigkeit in den Alpen bei süd-nördlichem Druck und Senkung und in den Apenninen bei nord-südlichem Druck und Senkung festgestellt, während beim Semmering und in den Dinaren kein Unterschied in der Bebenhäufigkeit im Bereich beider kritischer Meridiane nachgewiesen werden konnte. *Ferd. Steinhauser.*

E. Wanner. Beiträge zur Geographie der Erdbeben II. Gerlands Beitr. 39, 326—332, 1933, Nr. 2/3. An Hand einer Chronik schwerer Erdbeben im Alpengebiet zeigt der Verf., daß diese an Flexurstellen im Grundgebirge gebunden sind, und spricht die Vermutung aus, daß diese Flexuren teilweise, wenn auch nicht merkbar als Brüche ausgebildet sein könnten. Andere Erdbebengebiete in den Alpen fallen wieder mit Stellen zusammen, wo die Streichrichtung der Gebirgskette Änderungen erfährt. Weiter wird gezeigt, daß auch viele Hauptbebenzonen an Biegungszonen in den jungen europäisch-asiatischen Gebirgsketten gebunden sind.

Ferd. Steinhauser.

Junichi Suzuki and Sannosuke Inada. Abnormal Earth Current Accompanied by the Earthquakes. Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 251—254, 1933, Nr. 6. Die Verff. haben in Tokio an Telephonkabeln Messungen von Erdströmen vorgenommen und zwar an zwei Kabeln von 21 und 34 km Länge, die ziemlich rechtwinklig zueinander verlegt sind. Sie haben gefunden, daß bei Erdbeben besondere elektrische Ströme auftreten.

W. Schneider.

Tokunosuke Ito. Note on the tilting of a rigid pillar caused by an earthquake. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 15, 246—247, 1933, Nr. 6. Eine kurze theoretische Abhandlung über die bei Erdbeben auftretenden Nei-

gungen von starren Säulen. Die Nachgiebigkeit des Erdbodens berücksichtigt der Verf., indem er sich die Säulen auf einer Anzahl Spiralfedern stehend denkt.

W. Schneider.

Torahiko Terada. On a Measure of Uncertainty Regarding the Prediction of Earthquake Based on Statistics. Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 255—257, 1933, Nr. 6. Der Verf. zeigt, daß die Vorhersage von Beben mit Hilfe der Statistik stark mit Fehlern behaftet ist, und zwar wird die Vorhersage um so ungenauer, je stärkere Beben betrachtet werden. Bessere Anhaltspunkte als die Statistik gibt die Beobachtung der Veränderungen der Erdkruste in den fraglichen Gebieten.

W. Schneider.

Takuzō Sakai. On the Propagation of Elastic Waves over the Plane Surface of a Semiinfinite Body. I. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 15, 291—327, 1933, Nr. 8. H. Nakano (Jap. Journ. Astron. Geophys. 2, 233, 1925) hat unter Voraussetzung einer unbegrenzt langen linearen Störungsquelle, die im Abstand d unterhalb der Oberfläche $z = 0$ eines homogenen und isotropen elastischen Halbraums $z < 0$ angeordnet ist, den Nachweis erbracht, daß Rayleighwellen erst in einer von der Herdtiefe d abhängigen epizentralen Entfernung auftreten können. In der vorliegenden Arbeit wird der entsprechende Fall einer punktförmigen wirbelfreien Störungsquelle in $Q(0, 0, -d)$ untersucht, und zwar mit Benutzung der bekannten Methoden von A. Sommerfeld [Ann. d. Phys. (4) 28, 665, 1909] und H. Weyl [Ann. d. Phys. (4) 60, 481, 1919] zunächst für eine einfach-harmonische sowie im Anschluß hieran auch für eine aperiodische Störung. Das Ergebnis läßt sich im wesentlichen folgendermaßen zusammenfassen: Bezeichnet $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ den epizentralen Abstand, $R = \sqrt{x^2 + y^2 + d^2}$ den Abstand vom Störungsherd Q , so erscheinen für kleines r lediglich wirbelfreie Wellen mit einer $1/R$ proportionalen Amplitude, während für großes r überdies Rayleighwellen (Amplitude proportional $1/\sqrt{r}$) und dilatationsfreie Wellen (Amplitude proportional $1/r^2$) auftreten; Rayleighwellen bleiben aus für $r < v_3 d / \sqrt{v_1^2 - v_3^2}$, dilatationsfreie Wellen für $r < v_2 d / \sqrt{v_1^2 - v_2^2}$ unter v_1 , v_2 bzw. v_3 die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der wirbelfreien, der dilatationsfreien bzw. der Rayleighschen Wellen verstanden.

Harry Schmidl.

W. A. Zisman. Elastic properties of rocks at and near the earth's surface and their relation to seismology. Gerlands Beitr. 39, 408—425, 1933, Nr. 4. Es wurden für verschiedene Gesteine bei verschiedenem Druck im Laboratorium der Youngsche Modul (E), die Poisson'sche Konstante (σ) und die Kompressibilität statisch bestimmt. E und σ werden bei zunehmendem Druck größer, während die Kompressibilität dabei abnimmt, was mit der Porosität zusammenhängt. Ein Vergleich dieser statisch bestimmten Werte mit den dynamisch aus der Geschwindigkeit künstlicher seismischer Wellen, die nur einige Meter tief reichen, gewonnenen Werten zeigt wesentliche Verschiedenheiten beider. Die Unterschiede werden ebenfalls aus der Porosität des Materials erklärt, da durch die Spalten und Hohlräume Energie der seismischen Wellen durch Dispersion und Absorption verloren geht. In größeren Tiefen der Erde werden die Unterschiede der nach beiden Methoden bestimmten elastischen Konstanten wegen des großen Druckes vermutlich nicht mehr bestehen.

Ferd. Steinhäuser.

G. P. Rao. Graphical computation of epicentral distances. Gerlands Beitr. 39, 431—432, 1933, Nr. 4. Es wird eine bequeme graphische Methode zur Bestimmung der Epizentraldistanzen als Ersatz für die Berechnung nach der Formel angegeben und an einem Beispiel erläutert.

Ferd. Steinhäuser.

Federico Lunkenheimer. Bemerkungen zu dem Aufsatz des Herrn P. A. Loos: „Über die Beziehungen zwischen dem katastrophalen Erdbeben von San Rafael vom 30. Mai 1929 einerseits und dem zerstörenden Beben vom 14. April 1927 und 1./2. Dezember 1928 andererseits. Gerlands Beitr. 40, 44—60, 1933, Nr. 1. Der Verf. kritisiert in einer wohl etwas zu scharfen Form die der Loosschen Arbeit zugrunde gelegten Beobachtungsstatsachen und die daraus abgeleiteten geologischen und tektonischen Folgerungen. *Ferd. Steinhauser.*

H. Jeffreys. Vorschlag einer neuen Nomenklatur für Nahbeben diagramme. Gerlands Beitr. 40, 96—109, 1933, Nr. 1. H. Jeffreys hatte vorgeschlagen, hauptsächlich wegen Schwierigkeiten im Druck die von Mohorovičić eingeführten Wellensymbole \bar{P} und \bar{S} durch P_g und S_g , wie es schon vielfach geschehen ist, zu ersetzen und diese Bezeichnung international einzuführen. Die Stellungnahme vieler Seismologen der ganzen Erde hierzu wird hier veröffentlicht. *Ferd. Steinhauser.*

P. J. H. Unna. Seismic Sea Waves. Nature 132, 447, 1933, Nr. 3333. Eine kurze Mitteilung zu einer im Heft vom 2.-März. 1933 der Zeitschrift Nature erschienenen Arbeit. Es wird vorgeschlagen, außer der Laufzeit auch die Periode der Seewellen zu beobachten, damit eine Nachprüfung der hydrodynamischen Theorie ermöglicht wird. *W. Schneider.*

E. R. Shepard. Physical Methods of Exploration for Oil Bearing Structures. Journ. Acoust. Soc. Amer. 5, 63, 1933, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei der seismischen Methode zur Auffindung von ölhaltigen Salzablagerungen wird eine Sprengstoffladung in der Erde detoniert und die entstehenden seismischen Wellen werden an verschiedenen Orten mit Geophonen aufgenommen. Wegen der relativ hohen Wellengeschwindigkeit in Salz und Stein lassen sich solche Formationen leicht nachweisen. *J. Holtmark.*

Thomas Clements. Notes on the fall of columns during the Long Beach earthquake. Science (N.S.) 78, 100—101, 1933, Nr. 2014. Der Verf. hat nach dem Erdbeben von Long Beach in Kalifornien aus der Richtung der umgefallenen Grabsteine auf den Friedhöfen in der Nähe des Herdes versucht, das Epizentrum zu bestimmen. Er hat nur solche Grabsteine verwendet, die entweder einen kreisförmigen oder quadratischen Grundriß hatten. Das vom Verf. auf diese Weise bestimmte Epizentrum fällt nicht mit dem aus den ersten Einsätzen der seismischen Registrierungen ermittelten zusammen. Er erklärt diese Unstimmigkeit damit, daß zuerst ein leichter Stoß an der Stelle, die nach den seismischen Registrierungen als Epizentrum anzusehen ist, erfolgt sei. Kurz darauf erfolgte dann das Hauptbeben mit dem von ihm ermittelten Epizentrum. *W. Schneider.*

Teodor Schlomka. Gravitation und Erdmagnetismus. Teil I. Gerlands Beitr. 38, 357—406, 1933, Nr. 3/4. Die vorliegende Habilitationsschrift beschäftigt sich mit dem gleichen Thema, dessen wesentliches Ergebnis bereits in der ZS. f. Geophys. 9, 99—109, 1933, Nr. 1/2 (siehe diese Ber. 14, 93, 1933) wiedergegeben ist. Einzelne Abschnitte sind in der vorliegenden Arbeit stark erweitert, teils neu; so die Übersicht über die Rotationstheorien des Erdmagnetismus und die bisherigen Theorien der Gravitation. Ein sehr ausführliches, sehr kritisch durchgearbeitetes Kapitel beschäftigt sich mit der geschichtlichen Entwicklung der elektrischen Gravitationstheorien. Das elektromagnetische Feld rotierender elektrisch geladener Kugeln wird für ruhende und mitrotierende Beobachter mathematisch in aller Vollständigkeit abgeleitet. Von den anschließenden Erörterungen

dieser Ableitung ist bemerkenswert, daß schon bei gleichförmiger Rotation störende elektrische Zusatzfelder auftreten, welche bestrebt sind, die bei Ruhe vorhandene kugelsymmetrische Ladungsverteilung zu verändern. Dieser Einfluß ist zwar bei der rotierenden Erde und Sonne gering, muß aber bei den ungeheuer großen Winkelgeschwindigkeiten des Spinelektrons das erzeugte elektrische und magnetische Feld stark verändern. Auf die Möglichkeit, daß hierin Schwierigkeiten in der quantenmechanischen, modellmäßigen Deutung begründet sein können, wird hingewiesen. Das Thema ist sehr eingehend und auf breiter physikalischer Grundlage durchdiskutiert.

Schmerwitz.

Aksel S. Steen, Nils Russeltvedt and K. F. Wasserfall. Terrestrial Magnetism. Geofys. Publ. 7, 309 S., 1933. In diesem Band sind die erdmagnetischen Resultate der norwegischen Arktis-Expedition, die unter der Leitung von Roald Amundsen mit der „Gjøa“ von 1903—1906 in der Gegend des magnetischen Pols unternommen wurde, beschrieben. Die Ausarbeitung der Ergebnisse wurde 1908 von Axel S. Steen begonnen und 1915 nach dessen Tod von Nils Russeltvedt, einem seiner Mitarbeiter, und K. F. Wasserfall fortgesetzt. Der erste Abschnitt enthält in gekürzter Zusammenfassung die von Adolf Schmidt im Verlauf der Expedition gegebenen Instruktionen zur Durchführung magnetischer Beobachtungen in der Nähe des Magnetpols. Ausführlich werden anschließend die einzelnen magnetischen Instrumente beschrieben und die Kontrollbeobachtungen an den Ausgangsstationen wiedergegeben. Die absoluten Messungen in Godhavn und Beechey-Inseln werden eingehend geschildert. Ein großer Abschnitt ist den Messungen auf den Stationen Gjøahavn und King Point gewidmet, die fast zwei Jahre in Betrieb gewesen sind. Alle Einzelheiten, wie Temperaturgang der Instrumente, Eichung der Skalen, Lagezeichnung, Umbauten am Schutzbau usw. sind in der Beschreibung enthalten. Aus dem Ergebnis aller Untersuchungen wird mit ausführlicher Kritik der Berechtigung einer genauen Angabe die Lage des Pols für 1904 zu $\gamma = 70^{\circ} 30' \text{ N}$, $\lambda = 95^{\circ} 30' \text{ W}$ angegeben. Durch Vergleich mit den Daten von James Ross aus dem Jahre 1831 kann eine Wanderung in nordöstlicher Richtung abgeleitet werden. Am Schluß sind die korrigierten Messungen sämtlicher Stationen in etwa 100 Seiten umfassenden Tabellen zusammengestellt.

Schmerwitz.

Edward Stenz and Henryk Orkisz. Report on the magnetic investigations of the Geophysical Institute of Lwów University during the years 1928—1929. Commun. Inst. géophys. Lwów 5, 429—443, 1930, Nr. 60.

H. Ebert.

J. Bartels. How changes on the sun's surface are recorded by the earth's magnetism. S.-A. Scient. Monthly 35, 492—499, 1932. Die Annahme einer Elektronenstrahlung von der Sonne stützt sich auf zwei irdische Erscheinungen: Das Nordlicht und die Störungen des Erdmagnetismus. Über letztere wird hier eine allgemeinverständliche Zusammenfassung gegeben. Zur Beurteilung des Ausmaßes der erdmagnetischen Störungen belegt jede Station diese mit Charakterziffern 0, 1, 2; entsprechend ruhigen, mäßig gestörten und stark gestörten Tagen. Der Mittelwert von allen Observatorien der Erde wird als internationale magnetische Charakterziffer bezeichnet. Diese Einrichtung besteht seit 1906. Werden solche magnetischen Charakterkarten mit in ähnlicher Weise zusammengestellten Karten für die Sonnenfleckenzahl verglichen, so entsprechen sich nicht die einzelnen Tage, sondern nur die Schwankungsperioden über größere Zeiträume. Aus diesem Grunde lassen sich die magnetischen Störungen nicht unmittelbar auf die Sonnenflecken zurückführen, sondern auf vorläufig nicht näher bestimmbare, aber bereits benannte *M*-Regionen.

Schmerwitz.

S. E. Forbush. Apparent vertical earth-current variations at the Huancayo Magnetic Observatory. S.-A. Terr. Magn. 38, 1—11, 1933, Nr. 1. Photographische Dauerregistrierungen im Huancayo-Observatorium in Peru zeigten Schwankungen im vertikalen Erdpotentialgradienten. Die Messungen wurden mit zwei Sonden an der Öffnung und auf dem Boden eines ausgetrockneten 46 m tiefen Brunnens durchgeführt. Kurzzeitige Wechsel während magnetischer Stürme traten gleichzeitig bei der Horizontalintensität und dem horizontalen Erdstrom ein. Bei einem Wechsel in Zwischenräumen von 10 Minuten und darunter waren Stromverstärkungen in NW-Richtung von einer im Brunnen abwärts gerichteten Stromzunahme begleitet; und umgekehrt bei einer SO-Richtung. Es wird angenommen, daß diese Erscheinungen nur durch horizontale und vertikale Änderungen des Widerstandes in der Umgebung der Station verursacht sind und der vertikale Erdstrom wahrscheinlich nicht durch die Erdoberfläche hindurchgeht.

Schmerwitz.

Mme Y. Labrouste. Contribution à la caractérisation de l'agitation magnétique. C. R. 197, 653—655, 1933, Nr. 13. Ein Beitrag zur Benennung der magnetischen Störungen mit Charakterziffern. Die beiden gebräuchlichen internationalen Methoden werden kurz einer Kritik unterzogen. Eine aus zwölfstündigen Ablesungen ermittelte Jahreskurve der Deklinationsschwankungen von 1913 zeigt gegenüber einer Kurve der Charakterziffern desselben Zeitraumes ein genaueres Bild der wirklichen Verhältnisse.

Schmerwitz.

S. L. Seaton. 0A4U — On the Roof of the World. S.-A. QST 1933, 2 S., Juli. Der Aufgabenkreis der vor 10 Jahren von dem Dep. of Terrest. Magn. des Carnegie-Instituts in Washington in Huancayo in Peru begründeten Beobachtungsstation ist jetzt auch auf Radio-Kurzwellenuntersuchungen erweitert worden. Die Neueinrichtung wird hier populär beschrieben.

Schmerwitz.

David Stenquist. Le champ magnétique du tourbillon principal des courants électriques de la couche conductrice atmosphérique et celui du tourbillon principal des courants telluriques. S.-A. Journ. Observateurs 16, 87—89, 1933, Nr. 5. Auf eine frühere holländische Arbeit gestützt, wird in wenigen Zeilen das magnetische Feld elektrischer Wirbelströme der leitenden Atmosphärenschicht abgeleitet und mit dem ebenfalls berechneten magnetischen Feld der Erdströme verglichen. Beide elektrischen Wirbelströme haben dieselbe Achse, wie aus dem zeitlich zusammenfallenden Maximum geschlossen wird. Das Atmosphärenfeld ist dreimal größer als das Erdfeld.

Schmerwitz.

W. F. G. Swann. Application of Liouville's Theorem to Electron Orbits in the Earth's Magnetic Field. Phys. Rev. (2) 44, 224—227, 1933, Nr. 3. Es wird darauf hingewiesen, daß bei der Anwendung von Liouvilles Theorem auf kosmische Elektronenstrahlen von Lemaitre und Vallarta das Moment der Elektronen auf eine freie Partikel bezogen wurde. Die Anwendung gilt, wie hier gezeigt wird, einwandfrei nur, wenn das Moment entsprechend dem Einfluß des Vektorpotentials des magnetischen Feldes berücksichtigt wird.

Schmerwitz.

K. Försterling und H. Lassen. Kurzwellenausbreitung im Erdmagnetfeld. Ann. d. Phys. (5) 18, 26—60, 1933, Nr. 1. Im Anschluß an experimentelle Arbeiten von Rukop, Wolf und Paul über die Untersuchung der ionisierten Schichten in der oberen Atmosphäre mittels Kurzwellen wird die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem inhomogenen magnetisierten Medium behandelt. Für die Fortpflanzung in der ionisierten Schicht ergeben sich zwei Werte für den Brechungsindex, die für beliebige Ausbreitungsrichtung zum

Magnetfeld sowie als Funktion der Elektronendichte angegeben werden. Der Schwingungszustand der beiden so entstehenden Wellen und seine Veränderung beim Durchlaufen der Schicht werden beschrieben. Die allgemeinen Formeln für die Reflexion und Brechung an der Grenze zwischen zwei homogenen magnetisierten Medien werden abgeleitet und mit Hilfe der hier gefundenen Ergebnisse die Vorgänge in der inhomogenen Schicht sowie auch in dem Gebiet sehr kleiner Elektronendichte zwischen Schicht und Erde behandelt. Die experimentell beobachtete Aufspaltung der Echosignale läßt sich als Folge der magnetischen Doppelbrechung erklären.

Guillery.

Joachim Scholz. Über Messungen der Lebensdauer von Ionen in freier Luft. Gerlands Beitr. 40, 61—74, 1933, Nr. 1. Der Verf. berichtet über in Westerland mit einem von ihm konstruierten Kernzähler vorgenommene Zählungen der geladenen und ungeladenen Kerne und über eine dort nach Schweidlers Methode durchgeführte Bestimmung der mittleren Lebensdauer der kleinen Ionen und der Ionisierungsstärke. Das Verhältnis der ungeladenen zu den geladenen Kernen N_0/N_+ war bei Seewind 1,07 und bei Landwind 3,44. Die Ionisierungsstärke war im Mittel $q = 5,98 \pm 1,06$ Joule/cm³sec und die mittlere Lebensdauer $\tau = 15,4 \pm 7,74$ sec. Bei seinen Versuchen konnte der Verf. methodische Fehlerquellen bei der Bestimmung der mittleren Lebensdauer der Ionen aufdecken, die bei der Aufnahme der Leitwert-Strom-Charakteristik in Abweichungen von der durch die Theorie geforderten Geraden in Erscheinung traten. Diese Abweichungen erklären sich dadurch, daß auch der Teil des Stromes in Betracht zu ziehen ist, der von den geladenen Kernen herrührt. Durch experimentelle Untersuchung wurde dieser Erklärungsversuch bestätigt.

Ferd. Steinhauser.

T. R. Gilliland. Continuous measurements of the virtual heights of the ionosphere. Bur. of Stand. Journ. of Res. 11, 141—146, 1933, Nr. 1 (RP. 582). Es wurden kurze Impulse bei 4,1 Kilohertz ausgestrahlt und die Zeit bis zum Eintreffen des Echos oszillographisch registriert. In den Morgen- und Abendstunden kamen die Reflexionen von der *F*-Zone mit einer virtuellen Höhe von 240 km. Zur Mittagszeit trat oft eine Aufspaltung in zwei Komponenten auf, die Reflexion aus 240 km Höhe wurde schwächer und verschwand. Die verbleibende Komponente stieg oft auf Höhen von 300 oder 320 km an und fiel dann allmählich wieder, um sich mit der vor Sonnenuntergang wieder erscheinenden Komponente aus 240 km zu vereinigen. Es werden dann während der Nachtzeit erhaltene Aufzeichnungen mitgeteilt, die ein schnelles Erscheinen und Verschwinden von Reflexionen aus der *E*- und der *F*-Zone zeigen. Für das Wiedererscheinen von *E*-Reflexionen ist wahrscheinlich ein Anwachsen in der Ionisation verantwortlich. Die *F*-Reflexionen, die in der Nacht allmählich stärker werden, können durch eine Rekombination im unteren Teil der *F*-Zone erklärt werden, die einen stärker ionisierbaren oberen Teil bloßlegt. Die Änderungen sind so plötzlich und unregelmäßig, daß zu einer endgültigen Deutung längere Beobachtungen, auch bei anderen Frequenzen, notwendig sind.

Blechschmidt.

Geoffrey Builder. Wireless apparatus for the study of the ionosphere. Journ. Inst. Electr. Eng. 73, 419—436, 1933, Nr. 442. Es werden Anordnungen zur Untersuchung der Ionosphäre besprochen, die in verschiedener Hinsicht Verbesserungen gegenüber den bisher benutzten Geräten aufweisen. Es handelt sich dabei um Apparate für die Frequenzänderungsmethode und auch für die Echomethode. Für letztere werden sowohl Sender zur Erzeugung der kurzen Impulse wie auch Empfangs- und Registriereinrichtungen für das Echo eingehend behandelt.

Blechschmidt.

E. V. Appleton, R. Naismith and G. Builder. Ionospheric Investigations in High Latitudes. *Nature* 132, 340—341, 1933, Nr. 3331. Über die im Polarjahr von der englischen Expedition in Tromsø ausgeführten elektrischen Untersuchungen der hohen ionisierten Atmosphäre werden hier im voraus die Hauptergebnisse kurz mitgeteilt. Es wurden an magnetisch ungestörten Tagen dieselben beiden Schichten festgestellt wie in England. Der Einfluß der großen magnetischen Stürme zeigt sich in einer stärkeren Zunahme der Ionisation als auf der in Südengland befindlichen Vergleichsstation. An ruhigen Tagen ist die Ionisation in Tromsø geringer. Die Verbindung zwischen Kurzwellenechos und kleinen magnetischen Störungen ist sehr eng. An stark gestörten Tagen bleiben jegliche Kurzwellenechos aus, was sich auf Absorption in sehr niedrigen Schichten zurückführen läßt.

Schmerwitz.

E. V. Appleton. On two methods of ionospheric investigation. *Proc. Phys. Soc.* 45, 673—688, 1933, Nr. 5 (Nr. 250). Zwei Methoden zur Bestimmung der Reflexionshöhe für verschiedene elektrische Wellenlängen werden beschrieben. Erwartete Beziehungen werden zwischen der Höhe und der Frequenz für entgegengesetzt polarisierte (ordentliche und außerordentliche magneto-ionische Komponenten genannt) Wellen gefunden. Aus der Doppelbrechung dieser Strahlen wird geschlossen, daß in der *F*-Region freie Elektronen wirksam sind. Im Sommer wurde am Tage gefunden, daß unter dem direkten Sonneneinfluß die *F*-Region bisweilen zusammengesetzt ist. Zu Mittag wurde gelegentlich auch zwischen der *E*- und *F*-Region noch eine Schicht gefunden, so daß die Ionosphäre als aus vier Schichten bestehend angesehen werden kann. Es wird vorgeschlagen, die Bezeichnung *E*- und *F*-Region beizubehalten und eine Aufteilung in E_1 , E_2 , F_1 , F_2 vorzunehmen, wobei gewöhnlich nur E_1 , F_2 von praktischer Bedeutung sind. Der Zerfall der Ionisation der *F*-Region während der Nacht wurde gemessen und gefunden, daß er sich nicht durch das einfache Wiedervereinigungsgesetz von Ionen und Elektronen erklären ließ. In der *F*-Region wurde die Ionenerzeugung in der Zeit nach dem Sonnenaufgang bestimmt.

Schmerwitz.

S. K. Mitra, H. Rakshit, P. Syam and B. N. Ghose. Effect of the Solar Eclipse on the Ionosphere. *Nature* 132, 442—443, 1933, Nr. 3333. Nach der Ansicht von Chapman könnte eine der beiden Ionosphärenschichten durch Ultraviolettlicht hervorgerufen werden, die andere durch Korpuskularstrahlen von der Sonne. Die Sonnenfinsternis und die Korpuskelfinsternis treten bekanntlich nicht zu gleicher Zeit ein. Daher wurden in Kalkutta einen Tag vor bis einen Tag nach der Sonnenfinsternis (vom 20. bis 22. August 1933) mit den für die Schichten kritischen Frequenzen Beobachtungen angestellt. Bei der *E*-Schicht stellte sich das ultraviolette Licht als Hauptursache heraus, bei der *F*-Schicht konnten sichere Schlüsse aus den Kurven für ein Vorhandensein einer Korpuskelfinsternis nicht gezogen werden.

Schmerwitz.

Heinrich Kuhn. Studie über das luftelektrische Potentialgefälle und dessen Unruhe unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses einer Großstadt. *ZS. f. Geophys.* 9, 238—252, 1933, Nr. 4/5. Im Geophysikalischen Institut und auf dem Flugplatz in Frankfurt a. M. wurden über mehrere Jahre Dauerregistrierungen des Potentialgefälles vorgenommen. Es zeigte sich auch hier ein jährlicher Gang mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Sommer. Die in der Stadt gemessenen Werte sind im allgemeinen höher als die außerhalb auf dem Flugplatz. Der Mittelwert des täglichen Ganges für die einzelnen Monate zeigt in Wintermonaten eine einfache Tagesperiode, im Sommer eine doppelte. Das entspricht

den Beobachtungen anderer Stationen in der Nähe bewohnter Gebiete. Über ein Jahr gemittelte Tageskurven zeigen an beiden Stationen nahezu gleichförmigen Verlauf. Auf dem Taunus-Observatorium (800 m) von September bis November gemessene Kurven ergeben eine einfache Tagesperiode. Erklärungen für den jährlichen Gang stützen sich auf die Veränderung des Rauch- und Dunstgehaltes der Luft und den Einfluß der vertikalen Konvektion. Für die noch unstrittene Ursache des täglichen Ganges wird eine Erklärungsmöglichkeit von F. Linke wiedergegeben. Das Potentialgefälle in Abhängigkeit von der Windrichtung hängt von der Lage der Stadt, von Fabriken, dem Hauptbahnhof usw. zum Beobachtungspunkt ab. Im letzten Abschnitt wird der Versuch gemacht, die Unruhe des luftelektrischen Potentialgefälles mathematisch in Anlehnung an erdmagnetische Verfahren zu definieren.

Schmerwitz.

O. H. Gisin. Bemerkungen zur Arbeit: H. Graziadai, Studie über die Methodik der Ionenzählung. Phys. ZS. **34**, 712—713, 1933, Nr. 18.

V. F. Hess. Bemerkungen zu vorstehender Arbeit. Ebenda, S. 713. Der Verf. findet in den von Graziadai mitgeteilten Beobachtungen über die Größe des Fehlers, der durch die Anwesenheit schwerer Ionen in die Messung der Ionenzahl nach der Ebertschen Methode hineingetragen wird, Widersprüche gegenüber der Erwartung. In einem Zusatz kündigt Hess, der die Übersetzung des Artikels besorgte und bei dem Graziadai arbeitet, weitere Beobachtungen zur Aufklärung der Unstimmigkeiten an.

K. W. F. Kohlrausch.

H. Israël. Bemerkungen zu meinen bisherigen Kernzählungen und zur Frage der Ionenladung. Gerlands Beitr. **40**, 29—43, 1933, Nr. 1. Nachdem in letzter Zeit Teilungsfehler am Pumpenschaufel der Aitkenschen Kernzähler gefunden worden waren, hat der Verf. daraufhin auch seine Instrumente untersucht und die entsprechenden Korrekturen angebracht. Danach waren alle seine bisher gemessenen Kernzahlen zu groß angegeben. Die korrigierten Zahlen und eine neue Zusammenstellung der Verhältnisse der ungeladenen zu den geladenen Kernen $p = N_0/N_+$ in Abhängigkeit von der Gesamtkernzahl werden hier mitgeteilt. Bis Kernzahl 1000 tragen alle Kerne eine elektrische Ladung, während bei größeren Kernzahlen nur etwa ein Viertel geladen sind. Es zeigt sich eine Abweichung der p -Werte von den von anderen Autoren angegebenen, die durch die angewandte Meßmethode erklärt wird. Eine bessere Übereinstimmung wird hergestellt, wenn man annimmt, daß ein Teil der Kerne mehrfache Ladung trägt; es müßten bei einer Kernzahl $z = 2000$ 70 % für $z = 5000$ weniger als 10 % und für $z = 10000$ weniger als 2 % der Ionen zwei Elementarladungen tragen. Ein Unterschied in den vom Verf. und den von anderen Autoren angegebenen p -Werten in der Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit läßt sich auch durch die Annahme beseitigen, daß höhere relative Feuchtigkeit die Aufnahme einer mehrfachen Ladung fördert.

Ferd. Steinhauser.

J. P. Gott. On the Electric Charge Collected by Water Drops falling through Ionized Air in a Vertical Electric Field. Proc. Roy. Soc. London (A) **142**, 248—268, 1933, Nr. 846. Die Versuche wurden angestellt, um die Ladung zu bestimmen, die von einem Wassertropfen beim Durchfallen ionisierter Luft in einem vertikalen elektrischen Feld aufgenommen wird. Bei Gegenwart von Ionen eines Vorzeichens, die sich dem fallenden Tropfen entgegenbewegen, werden von diesem Ladungen bei allen Werten des elektrischen Feldes gesammelt. Bewegen sich solche Ionen abwärts in der gleichen Richtung wie die Tropfen, so hängt die Aufladung von der Geschwindigkeit der Ionen und der Tropfen ab. Haben die Ionen die größere Geschwindigkeit abwärts, so laden sich

die Tropfen auf. Wenn die Tropfen die größere Geschwindigkeit besitzen, so wird von ihnen keine Ladung übernommen. Dasjenige elektrische Feld, welches den Ionen die gleiche Geschwindigkeit erteilt, wie sie die Tropfen besitzen, stellte sich für die Vorgänge als kritisch heraus. In Gegenwart von Ionen beider Vorzeichen (gleicher Stromstärke) sammeln die Tropfen oberhalb des kritischen Feldes keine Ladung. Bei kleineren Feldern werden mehr aufsteigende als absteigende Ionen (und somit Ladungen) gesammelt. Diese Aufladung wächst nicht unbegrenzt, sondern strebt einem Grenzwert zu. Das Versuchs-Tropfenvolumen betrug $4,7 \cdot 10^{-2}$ ccm, die Ladung etwa 10^{-2} elst. Einh. Die Ionisierung wurde mit Hilfe von Röntgenstrahlen erzeugt. Bei Feldern oberhalb des kritischen Betrages steht der Aufladungsbeginn in Zusammenhang mit dem Tropfenquerschnitt und dem Ionisationsstrom. Die Versuche wurden im Cavendish-Laboratorium in Cambridge ausgeführt und erbringen eine Bestätigung der Theorie von C. T. R. Wilson über die Gewitterbildung und den elektrischen Ladungstransport bei Regenfall.

Schmerwitz.

A. F. Hallimond with contributions by **E. F. Herroun**. Laboratory Determinations of the Magnetic Properties of Certain Igneous Rocks. Proc. Roy. Soc. London (A) 141, 302—314, 1933, Nr. 844. Feuersteinproben aus verschiedenen erdmagnetisch vermessenen Fundorten werden mittels einer einfachen Magnetometeranordnung auf ihre Suszeptibilität untersucht. An Hand der Ergebnisse läßt sich aus dem geologischen Modell das magnetische Profil des Fundorts berechnen, was für ein Beispiel (Kornty-Graben) im einzelnen durchgeführt wird. Zwischen Beobachtung und Rechnung ergibt sich gute Übereinstimmung. Die Richtung der Magnetisierung (Nordseite süd magnetisch) verläuft entsprechenden Befunden in Deutschland entgegengesetzt und steht mit der Annahme einer Entstehung bei Abkühlung in dem gegenwärtigen Erdfeld in Widerspruch. Wegen der Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden.

Kussmann.

B. F. J. Schonland and **H. Collens**. Development of the Lightning Discharge. Nature 132, 407—408, 1933, Nr. 3332. Die Arbeit stellt eine kurze Mitteilung aus Untersuchungen eines Komitees zur Blitzerforschung in Südafrika dar. Analog den Theorien beim Funkendurchschlag ist beim Blitz zu erwarten, daß auch er durch eine Elektronenlawine eingeleitet wird. Aufnahmen mit zwei Kameras mit bewegten Linsen lassen erkennen, daß erst ein lichtschwacher Vorgang von der Wolke (Kathode) zur Erde läuft ($v = 7,2 \cdot 10^8$ cm/sec), daraufhin entwickelt sich der Blitz in umgekehrter Richtung. Dieser Typus wird nicht immer beobachtet, ist aber sehr häufig.

H. Schnitger.

J. C. Jensen. Ball Lightning. Physics 4, 372—374, 1933, Nr. 10. Verf. bringt wohl erstmalig einige Aufnahmen von Kugelblitzen, die ihm, während er zur Beobachtung von elektrischen Feldänderungen bei Gewittern im August 1930 mit Messungen beschäftigt war, gelungen sind. Die aufgenommenen Kugelblitze haben einen Durchmesser von etwa 8 bis 10 m, was nach Anschauungen von Toepler durchaus wahrscheinlich ist. Sie bewegen sich längs elektrischer Leitungen, um dann mit einer Detonation zu verschwinden. Ähnliche Erscheinungen haben bereits im Laboratorium Cawood und Patterson beobachtet.

Pfestorf.

Harlan T. Stetson. Sun spots and radio reception. Smithsonian Rep. 1931, S. 215—228, Publication 3145. Es werden Entstehung und Eigenschaften der Sonnenflecke und die Zusammenhänge zwischen Sonnenflecken und magnetischen und Radioempfangsstörungen besprochen. An Hand von graphischen Darstellungen wird gezeigt, daß die Intensität der Radiosignale zur Zahl der Sonnenflecken umgekehrt proportional ist.

Bleichschmidt.

Karl G. Jansky. Radio Waves from Outside the Solar System. Nature **132**, 66, 1933, Nr. 3323. Der Verf. hatte vor einiger Zeit (Proc. Inst. Radio Eng. **20**, 1920, 1932) eine Arbeit über die Einfallsrichtung von hochfrequenten atmosphärischen Störungen veröffentlicht, in der er zu dem Ergebnis gelangt war, daß die Störquelle irgendwie mit der Sonne in Verbindung stehe. Die weiteren Beobachtungen, die sich nunmehr über einen Zeitraum von mehr als einem Jahr erstreckten, zeigten jedoch, daß die zuerst gemachte Annahme nicht zutreffen kann, daß vielmehr die Störungen aus einer Zone kommen, die eine feste Lage zu den Fixsternen hat. Die Koordinaten der Störzone sind: Rektaszension 18 Stunden ± 30 Minuten, Deklination $-10^\circ \pm 30^\circ$. (Die Deklination ist nur sehr ungenau bestimmbar.)

Bleichschmidt.

Volker Fritsch. Mitteilung über die Versuche in den Punkwahöhlen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **41**, 218, 1933, Nr. 6. Im Gebiet der Punkwahöhlen bei Plansko in Mähren waren aus der verschiedenen Schwächung von Radiowellen durch Absorption neue Hohlräume vorausgesagt worden. Im Dezember 1932 wurde an der bezeichneten Stelle tatsächlich eine Höhle entdeckt, die nach Lage und Größe mit der vorausgesagten gut übereinstimmt. *Bleichschmidt.*

Ivo Ranzi. Recording Wireless Echoes at the Transmitting Station. Nature **132**, 174, 1933, Nr. 3326. Mitra und Rakshit hatten bei der Aufnahme drahtloser Echos nach der Methode von Breit und Tuve eine Abnahme der Amplitude der Echos mit der Annäherung des Empfängers an den Sender beobachtet (Nature **132**, 657, 1933, Nr. 3326). Der Verf. beschreibt eine Apparatur, mit der er seit 1931 Echomessungen durchführt, ohne daß er jemals eine solche Erscheinung wahrgenommen hätte. Er führt die Beobachtung von Mitra und Rakshit auf eine Übersteuerung ihres Empfängers durch die Grundwellenimpulse zurück.

Bleichschmidt.

J. A. Ratcliffe and E. L. C. White. The Effect of the Earth's Magnetic Field on the Propagation of Short Wireless Waves. Phil. Mag. (7) **16**, 125—144, 1933, Nr. 103. Es wird der Bau und die Handhabung eines Empfängers beschrieben, der es gestattet, zirkular polarisierte Wellen in der Weise aufzunehmen, daß die rechts und links polarisierten Komponenten einer senkrecht einfallenden Welle getrennt werden können. Mit diesem Polarisations-Empfänger wurden Versuche durchgeführt, um einige Folgerungen einer Theorie, die auch das erdmagnetische Feld neben der Ionendichte bei der Reflexion elektrischer Wellen berücksichtigt, zu prüfen. Benutzt wurden Wellen unterhalb der sich aus der Theorie ergebenden kritischen Wellenlänge von 214 m. In der oberen F-Region sowie in der tieferen E-Region konnten mit der Apparatur Ergebnisse erhalten werden, die darauf hinweisen, daß Elektronen für die Beugung der Wellen in beiden Regionen verantwortlich sind. Gleichzeitige Reflexionen an der E- und F-Region wurden untersucht und die Polarisation der Signale erörtert.

Schmerwitz.

W. G. Baker and A. L. Green. The limiting polarization of downcoming radio waves traveling obliquely to the earth's magnetic field. Proc. Inst. Radio Eng. **21**, 1103—1131, 1933, Nr. 8. Die bisherigen Untersuchungen über die Polarisation von reflektierten Radiosignalen erstreckten sich auf die Fälle, wo die Ausbreitung längs der Kraftlinien des Erdmagnetfeldes stattfand. Es wird hier eine Theorie für den Fall gegeben, daß die Ausbreitung schräg zu diesen Kraftlinien erfolgt. Die Theorie ermöglicht eine Vorhersage der Polarisation von reflektierten Wellen, so wie sie am Erdboden gemessen werden kann, in jedem beliebigen Abstände und in jeder beliebigen Richtung vom Sender. Als praktisches Beispiel sind Karten gleicher Polarisation für den Sender Sidney

(855 Kilohertz) gezeichnet worden. Aus den Karten kann das Verhältnis der anomal polarisierten Komponente der elektrischen Feldstärke zur normal polarisierten, sowie die Phasendifferenz zwischen diesen Komponenten abgelesen werden. Sie lassen außerdem die Form der Polarisationsellipse und den Rotationssinn des elektrischen Vektors erkennen.

Blechschmidt.

John T. Henderson. Radio-Versuche in Kanada während der Sonnenfinsternis am 31. August 1932. I. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 42, 79—85, 1933, Nr. 3. Verf. untersuchte die Ursache für die Ionisierung der Kennelly-Heaviside-Schicht während der Sonnenfinsternis am 31. August 1932, insbesondere suchte er zu klären, ob es sich um eine Ionisierung durch von der Sonne emittierte ungeladene Atome oder durch ultraviolette Strahlung handelt. Da die Atome sicher eine wesentlich kleinere Geschwindigkeit haben als die Lichtstrahlen, so muß sich bei einer Sonnenfinsternis ein anderer zeitlicher und örtlicher Verlauf der Ionisationserscheinungen ergeben, je nachdem, ob die Ionisation durch Korpuskular- oder durch Lichtstrahlen erfolgt. Es zeigte sich nun, daß die Hauptursache für die Ionisierung der unteren Schicht die UV-Strahlung ist. Bei der oberen Schicht spielt das UV auch eine Rolle, außerdem tritt aber schon 2 bis 3 Stunden vor der optischen Sonnenfinsternis eine Verminderung in der Ionisation ein. Diese Erscheinung könnte von der korpuskularen Sonnenfinsternis herrühren.

Blechschmidt.

Tsutomu Minohara and Yoji Ito. Measurements of heights of the Kennelly-Heaviside layer in Japan. I. The Japan Polar Year Programme for Measuring the Heights of the K-H Layer. Rep. Radio Res. Japan 3, L1—L31, 1933, Nr. 1. Von den auf der Empfangsstation Tatibana-mura bei Tokio von August 1932 bis Januar 1933 anlässlich des Polarjahres ausgeführten Untersuchungen werden etwa 30 Registrierungen der Kennelly-Heaviside-Schicht nach einem einheitlichen Schema beschrieben. Die Schichthöhen sind jeweils in ein Tagesdiagramm eingetragen. Die wesentlichen Merkmale wie niedrigste Schicht, plötzlicher Höhenwechsel, Zeiten, zu denen die zweite Schicht die doppelte Höhe der unteren aufweist, werden bei jedem Diagramm besonders erwähnt. Wellenlängen von 75 und 150 m kamen zur Anwendung. Die Basis betrug 13 km.

Schmerwitz.

A. Dauvillier. Enregistrement photoélectrique continu des aurores polaires. C.R. 197, 780—781, 1933, Nr. 15. Es wird mitgeteilt, daß während des Polarjahres in Scoresby Sund ein photoelektrischer Registrierapparat zur Daueraufzeichnung von Nordlichtintensitäten der sichtbaren wie unsichtbaren Anteile aufgestellt ist. Einige Angaben werden über den Bau und die zukünftigen Verwendungszwecke gemacht.

Schmerwitz.

J. P. Schafer and W. M. Goodall. Radio Studies of the Ionosphere. Nature 132, 521—522, 1933, Nr. 3335. Es wird über weiteres umfangreiches Beobachtungsmaterial hinsichtlich der Erforschung der Ionisationsverhältnisse in der Ionosphäre berichtet. In den beiden Hauptschichten, der E- und F-Schicht, ist die Ionisation gleich. Sie erreicht ihr Maximum kurz nach Mittag und hat einen Gang, der eindeutig beweist, daß das Ionisationsagens von der Sonne herrührt (UV-Strahlung). In den drei oder noch mehr anderen Schichten schwankt die Ionisation in zufälliger Weise von Tag zu Tag, mitunter von Stunde zu Stunde. Die Trennung der einzelnen Schichten ist nicht immer möglich, da zur Wahrnehmung durch Radiomessungen Voraussetzung ist, daß die zu messende Schicht stärker ionisiert ist als die darunterliegenden Schichten. Als Ionisatoren in den Schichten vom variablen Typus scheinen mannigfache Ursachen in Frage zu kommen: Meteore, Nordlichtvorgänge, Gewitter und atmosphärische Umlagerungen. *Hermann Schaefer.*

D. F. Martyn and A. L. Green. Radio Studies of the Ionosphere. *Nature* 132, 523, 1933, Nr. 3335. Es wird kurz über Messungen der Höhe der *E*- und *F*-Schicht der Ionosphäre berichtet, bei denen sich plötzliche große Sprünge der Schichthöhe (z. B. von 300 km auf 150 km) ergeben, die die Existenz einer weiteren ionisierten Schicht zwischen der *E*- und *F*-Schicht ergeben. *Hermann Schaefer.*

W. Bruce Ross and John T. Henderson. Radio Studies of the Ionosphere. *Nature* 132, 523—524, 1933, Nr. 3335. Es wird über eine Abnormalität berichtet, die bei Schichthöhenmessungen der Ionosphärenschichten beobachtet wurde und die darin bestand, daß bei Steigerung der Frequenz der zur Messung benutzten Radiowellen das *F*-Echo verschwand, während das *E*-Echo noch stark wahrnehmbar blieb. *Hermann Schaefer.*

C. Ramsauer. Mitarbeit der AEG an der Nordlichtforschung. *Jahrb. d. Forsch.-Inst. d. AEG* 1931/32, Bd. 3, 125—128, 1933.

Bernhard Sticker. Das Nordlicht in Sage und Forschung. *Weltall* 32, 164—167, 1933, Nr. 12. *H. Ebert.*

Alan T. Waterman. The present status of cosmic rays. *Sill. Journ.* (5) 26, 158—160, 1933, Nr. 152. Kurzer Bericht über Höhenstrahlung. *Kolhörster.*

W. Messerschmidt. Über Schwankungsmessungen der Ultrastrahlung. II. *ZS. f. Phys.* 85, 332—335, 1933, Nr. 5/6. Verf. versucht die Schwankungen zweiter Art der Höhenstrahlung durch Abweichungen vom mittleren Barometereffekt und durch einen wahrscheinlichen erdmagnetischen Einfluß an Hand früherer Registrierungen zu erklären. *Kolhörster.*

W. Kolhörster. The Hardest Cosmic Rays and the Electric Charge of the Earth. *Nature* 132, 407, 1933, Nr. 3332. Bereits früher waren mit Ionisationskammern und dem vertikalen Zählrohreffekt Andeutungen für das Auftreten von Höhenstrahlen unter 500 m Wasseräquivalent im Berlepschschacht in Staßfurt erhalten worden. Nunmehr gelang ihr sicherer Nachweis durch Koinzidenzmessungen. Diese Höhenstrahlen sind vorwiegend vertikal gerichtet, ihre Mindestenergie beträgt mehr als 10^{11} eVolt, ihre Durchdringungsfähigkeit ist größer als $5 \cdot 10^4$ g cm⁻²; sie sind etwa vierfach härter als die von Regener in 230 m Tiefe gefundenen, bisher härtesten Höhenstrahlen. Abgesehen von der noch zu klein erscheinenden Anzahl einfallender Strahlen würden sie die charakteristischen Eigenschaften aufweisen, welche Schweidler von einer primären Korpuskularstrahlung verlangt, welche die Aufrechterhaltung der elektrischen Ladung der Erde hervorrufen kann. *Kolhörster.*

Walter M. H. Schulze. Die Breitenabhängigkeit der Ultrastrahlungsintensität und die Linsengestalt der Atmosphäre. *Gerlands Beitr.* 38, 353—356, 1933, Nr. 3/4. Es wird mit einfachen geometrischen Betrachtungen versucht, wie weit sich die beobachtete Breitenabhängigkeit der Höhenstrahlungsintensität am Erdboden mit der Annahme einer linsenförmigen Gestalt der Atmosphäre als Absorber erklären läßt. Die Beobachtungen stimmen, wenn man für das Achsenverhältnis des elliptischen Querschnitts der Atmosphäre etwa 0,667 annimmt. *Kolhörster.*

W. F. G. Swann. Space Density of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.* (2) 44, 124, 1933, Nr. 2. Wenn der auf der Erde beobachtete Teil geladener Höhenstrahlenkorpuskeln auch im Weltall auftritt und die Teilchen nur ein und dasselbe Ladungsvorzeichen besitzen, so müßten außerordentlich große Potentialdifferenzen zwischen einzelnen Stellen im Weltall vorhanden sein auf Entfernun-

gen, die nach astronomischen Begriffen nur verhältnismäßig klein sind. So würde z. B. die Potentialdifferenz auf eine Entfernung von nur einem Lichtjahr $7,7 \cdot 10^{17}$ Volt als Minimalwert sich ergeben, was ausgeschlossen erscheint. Bei der Annahme positiv und negativ geladener Teilchen entfallen natürlich diese Schwierigkeiten. *Kolhörster.*

S. A. Korff. Azimuthal Investigation of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 44, 130, 1933, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.)

S. A. Korff. Azimuthal Asymmetry of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 44, 515, 1933, Nr. 6. Mit koinzidierenden Zählrohren ($r = 1$ cm, $l = 9$ cm) im Acisenabstand von 11 cm wurde die azimutale Unsymmetry der Höhenstrahlung an vier Orten untersucht: 1. Mt. Wilson-Observatorium 270 m Seehöhe, 41° geomagn. Breite; 2. Mt. Wilson 1800 m Seehöhe, 41° geomagn. Breite; 3. Lowell Observatorium, Flagstaff, Arizona, 2300 m Seehöhe, 43° geomagn. Breite; 4. Doyle Saddle, San Francisco peaks, Arizona, 3500 m Seehöhe, 43° geomagn. Breite. Die Ebene der Zählrohrachsen war unter $23, 35, 45, 68^\circ$ gegen die Vertikale geneigt. Bei allen Beobachtungen lag der Unterschied zwischen den West- und Ostkoinzidenzen innerhalb der Versuchsfehler von 3%. Nur in größter Höhe (3500 m) bei 35° Neigung der Vertikalen schienen die Westkoinzidenzen systematisch um 2% größer zu sein, lagen aber auch in der Fehlergrenze. Auch Steavers und Bennett (Phys. Rev. 43, 1038, 1933) finden in Denver keinen merklichen Unterschied zwischen West- und Ostazimut. *Kolhörster.*

W. Kolhörster und L. Tuwim. Das Gesetz der geraden Linie bei Höhenstrahlungskoinzidenzen und seine experimentelle Gültigkeit. ZS. f. Phys. 84, 629—636, 1933, Nr. 9/10. Aus Koinzidenzmessungen mit einer „G“-Anordnung wurde experimentell gefunden, daß die Anzahl der Koinzidenzen der drei ω -Hauptlagen proportional dem Quadrat des Sinus des Neigungswinkels der gemeinsamen Achse der Zählrohranordnung zur Vertikalen ist. Dies Gesetz der geraden Linie wird mit Hilfe der Tuwimschen Zählrohrtheorie allgemein für Koinzidenzen und Einzelstöße aus einer dem Taylorschen Satz gewissermaßen analogen Reihenentwicklung theoretisch abgeleitet. Die Abweichungen der experimentell gefundenen Werte von den theoretischen betragen in Seehöhe rund 2% für Messungen hinter 10 cm Blei, 4% für frei aufgestellte Apparatur. Die Neigung der Geraden K bzw. $U \sim j(\sin^2 \alpha)$ liefert eine experimentelle Methode zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung, die für Koinzidenzen drei experimentell unabhängige Bestimmungsgleichungen liefert, im Gegensatz zu der einzigen beim vertikalen Zählrohr effekt.

Kolhörster.

Thomas H. Johnson and E. C. Stevenson. The cosmic ray hodoscope. Journ. Frankl. Inst. 216, 329—337, 1933, Nr. 3. 36 bzw. 72 Zählrohre liegen in zwei Reihen zu 6 bzw. 9 horizontal nebeneinander, und 6 bzw. 8 solcher Reihen sind aufeinandergeschichtet. Jedes Zählrohr ist über eine Röhrenverstärkung mit einer Glimmlampe gekoppelt, die beim Ansprechen des betreffenden Rohres aufleuchtet. Die Lampen sind in entsprechende Lage wie die Zählrohre neben- und übereinander gestellt. Zwei Hauptzählrohre sind über und unter dem Zählrohrpaket so angebracht und in den Verstärkerkreis eingeschlossen, daß nur Strahlen, die sie durchsetzen, auch die Einzelrohre zum Ansprechen bringen. Mit der Koinzidenzmethode sibt man also radioaktive Störstrahlen wie üblich aus. Die Koinzidenzverstärkung betätigt auch den Filmvorschub der photographischen Kammer, welche das Aufleuchten der Lampen und somit den rohen Weg des Strahles photographiert. Man hat also hier mit Zählrohren und Koinzidenzmethode eine der Wilsonkammer

ähnliche Vorrichtung, die aber kontinuierlich wirkt. Einzelne und verzweigte Strahlen sowie Schauer wurden bereits beobachtet.

Kolhörster.

E. G. Steinke und H. Tielsch. Die Schwächung der Ultrastrahlung beim Durchgang durch verschiedene Materialien. *ZS. f. Phys.* **84**, 425—429, 1933, Nr. 7/8. Die Schwächung der Höhenstrahlung in Seehöhe beim Durchgang durch verschiedene Materialien (Pb, Fe, Al) wurde mit einer Hochdruckionisationskammer untersucht. Danach ist 1,00 cm Pb äquivalent 1,18 cm Fe oder 3,5 cm Al. Berechnet man die Schwächung nur für die Außenelektronen, so hätten sich ergeben müssen 1,00 cm Pb äquivalent 1,29 cm Fe oder 3,46 cm Al, mit Einrechnung auch der Kernelektronen 1,00 cm Pb äquivalent 1,52 cm Fe oder 4,22 cm Al. Die Annahme, daß die Zerstreuung der Höhenstrahlen durch Außen- und Kernelektronen zusammen erfolgt, ist mit den hier gefundenen Ergebnissen unvereinbar.

Kolhörster.

Victor F. Hess und R. Steinmaurer. *Solar Activity and Cosmic Rays.* *Nature* **132**, 601—602, 1933, Nr. 3337. Die bisherigen Registrierungen der Höhenstrahlungsintensität am Hafelekarr (2300 m über Seehöhe) sind auf einen möglichen Einfluß von Sonnenflecken und erdmagnetischer Stürme untersucht worden. Es konnte kein deutlicher Zusammenhang mit der Sonnenfleckenhäufigkeit gefunden werden, während Freytag (*Gerlands Beitr.* **39**, 10, 1933) aus Lindholms Beobachtungen auf Muottas Murail einen solchen abgeleitet hat. Dagegen zeigte sich eine geringe Abnahme der Intensität um 0,008 J bei allseitig 10 cm Bleipanzern bzw. 0,011 J bei Halbpanzer nach Eintritt der erdmagnetischen Störung, entgegen Corlins Befund in Abisko (*Lunds. Obs. Bull.* 1931, S. 3, Nr. 1). Dies Verhalten spricht für die Korpuskulartheorie der Höhenstrahlung wie der Breiteneffekt, den Clay, nicht Compton entdeckte, wie Lemaître und Vallarta irrtümlich behaupteten.

Kolhörster.

J. H. Sawyer, Jr. *The Secondary and Tertiary Particles Produced by Cosmic Rays.* *Phys. Rev.* (2) **44**, 241—245, 1933, Nr. 4. Mit dreifachen Koinzidenzen bei Zählrohren ($r = 2,4$, $l = 20$ cm) wurden Sekundär- und Tertiärstrahlen der Höhenstrahlung untersucht. Ein Eisenblock von 15×40 cm² Fläche, 30,5 cm Höhe ließ keine merkliche Zerstreuung der Höhenstrahlen erkennen. Die weiteren Versuche über Sekundär- und Tertiärstrahlen an verhältnismäßig dünnen Schichten von Blei, Zinn und Aluminium entsprechen analogen Versuchen Rossis (*ZS. f. Phys.* **82**, 643, 1933) und bestätigen dessen Ergebnisse und Folgerungen (*Nature* **132**, 173, 1933). Danach erzeugt die Höhenstrahlung zunächst in der Atmosphäre Sekundärstrahlen und diese in den Metallschichten Tertiäre. Der Absorptionskoeffizient der Sekundären der Luft wurde in Blei zu 0,5, der Tertiären des Blei zu 2,58 bestimmt.

Kolhörster.

James W. Broxon, George T. Merideth und Louis Strait. *Relations Among Fluctuations of the Cosmic-Ray Ionization, of the Terrestrial Magnetic Field, of the Atmospheric Potential Gradient, and of the Absolute Humidity.* *Phys. Rev.* (2) **44**, 253—257, 1933, Nr. 4. Verff. bearbeiten ihre 15tägigen Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung mit Hochdruckionisationskammer, Wasserabschirmung, in Boulder, 1700 m Seehöhe, 40° nördl. Breite, 105° westl. Länge (*Phys. Rev.* **43**, 687, 1933) nunmehr in folgender Weise: Aus ihren 90 Einzelwerten (5 je Tag) bilden sie den „täglichen Charakter“ der Höhenstrahlung, indem sie das Tagesmittel mit der Differenz der Extreme des Tages multiplizieren. Sie finden beträchtliche Übereinstimmung mit dem magnetischen Charakter der 15 Tage sowie „Ähnlichkeiten“ mit dem Charakter des Potentialgradienten und der absoluten Feuchtigkeit und diskutieren „gewisse wichtige Folgerungen“ daraus.

Kolhörster.

Irène Curie et F. Joliot. Recherches sur le rayonnement ultra-pénétrant à la station scientifique du Jungfrauoch. Journ. de phys. et le Radium (7) 4, 492—493, 1933, Nr. 8. Wenn die Höhenstrahlung wenigstens zum Teil aus Neutronen besteht, sollte man stark ionisierende Atomkerne nachweisen können, die sie erzeugt, wenn sie andere, besonders leichte Substanzen durchsetzt. Verff. haben mit Cellophan, Paraffin, Lithium, Bor, Magnesium, Calciumfluorid, Aluminium, Silicium, Kupfer, Zink, Silber, Blei und Wismut derartige Versuche am Jungfrauoch (3500 m Seehöhe) ausgeführt, aber nur negative Ergebnisse erhalten. Die Versuche wurden durch starke Ionisationsschwankungen sehr gestört, welche durch die schwankende Emanationsgabe des Gesteins im Tunnel wahrscheinlich hervorgerufen werden. Danach besteht also der überwiegende Teil der Höhenstrahlen nicht aus Neutronen. *Kolhörster.*

A. H. Compton and J. J. Hopfield. An Improved Cosmic-Ray Meter. Rev. Scient. Instr. (N. S.) 4, 491—495, 1933, Nr. 9. Beschreibung des vom Verf. und mehreren Mitarbeitern konstruierten Höhenstrahlenmessers, seiner Gebrauchs- und Arbeitsweise. *Kolhörster.*

Carl D. Anderson. Cosmic-Ray Positive and Negative Electrons. Phys. Rev. (2) 44, 406—416, 1933, Nr. 5. Aus der Bestimmung der spezifischen Ionisation der Höhenstrahlen ergibt sich bei Nebelkammeraufnahmen, daß die überwiegende Anzahl positiv geladener Teilchen positive Elektronen sind. Die Primärlionisation beträgt bei Luft (760 mm Hg, 0° C) 31 Ionenpaare, der gesamte Energieverlust, also die spezifische Ionisation, 120 Ionenpaare, sowohl für positive wie negative Teilchen annähernd gleich. Beide Elektronenarten kommen in fast gleicher Zahl vor mit ähnlicher Energieverteilung. Eine Beschreibung der Nebelkammerversuche und sehr schöne Photographien von Bahnspuren werden gegeben. Da die harten γ -Strahlen von Th C'' ebenfalls paarig positive und negative Elektronen wie Höhenstrahlen erzeugen, so wird die Absorption der γ -Th C''-Strahlen zum geringeren Teil von einem solchen Kerneffekt, zum größeren Teil an den freien negativen Elektronen erfolgen. Bei der Höhenstrahlung mit ihrer viel größeren Energie überwiegt der Kerneffekt, die Absorption durch freie Elektronen kann bei ihnen nur gering sein. *Kolhörster.*

J. C. Street. Production of Secondaries by Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 43, 1055, 1933, Nr. 12. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ähnlich wie Rossi bei seinen bekannten Versuchen untersucht Verf. die Sekundärstrahlung mit dreifachen Koinzidenzen. Er ordnet zu diesem Zwecke drei Zählrohre in den Eckpunkten eines gleichseitigen Dreiecks an. Es können dann dreifache Koinzidenzen nur auftreten, wenn in dem Blei zwischen dem oberen Zählrohr und den beiden unteren Zählrohren ein Sekundärstrahl oder ein Schauer ausgelöst wird. Verf. schätzt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Primärstrahl auf 1 cm Weg in Blei einen zur Messung gelangenden Sekundärstrahl auslöst, auf 0,040. Unter Voraussetzung exponentieller Absorption für die primäre und sekundäre Strahlung läßt sich zeigen, daß einfache Streuung zur Erklärung der Resultate nicht ausreicht. Diese Schwierigkeit verschwindet jedoch, wenn man Mehrfachstreuung annimmt. *Kühn.*

J. C. Stearns and R. D. Bennett. Angular Distribution of Cosmic-Ray Particles. Phys. Rev. (2) 43, 1038—1039, 1933, Nr. 12. Verff. untersuchen die Richtungsverteilung der Höhenstrahlung in Denver (5300 Fuß über dem Meere, 39° nördl. Breite, 104° westl. Länge) unter der Annahme, daß es sich um geladene Teilchen handelt, deren Richtung durch das magnetische Feld der Erde beeinflusst wird. Sie stellen die Achsen zweier paralleler Zählrohre in die Nord—Süd- bzw.

Ost—West-Richtung ein, verändern den Winkel zwischen der Verbindungslinie der Achsen und der Vertikalen und bestimmen die Zahl der systematischen Koinzidenzen. Mit dieser Anordnung läßt sich an dem Beobachtungsort auch bei 24 Stunden Beobachtungszeit für jeden einzelnen Meßpunkt kein unsymmetrischer Einfall der Höhenstrahlung nachweisen. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit der Theorie von Lemaître und Vallarta.

Kühn.

Thomas H. Johnson and E. C. Stevenson. The Asymmetry of the Cosmic Radiation at Swarthmore. Phys. Rev. (2) 44, 125—126, 1933, Nr. 2. In Swarthmore (51° geomagn. Breite) untersuchen Verff. die Ost—West-Differenzen der Intensität der Höhenstrahlung bei verschiedenen Winkeln der Zählrohranordnung zur Vertikalen durch Auszählen der Koinzidenzen. Die Anordnung ist die gleiche wie bei den Messungen in Mexiko (vgl. Phys. Rev. 43, 834, 1933). Es zeigt sich, daß die Ost-Intensität bei einem Winkel der Anordnung von 30° zur Vertikalen um 3 % niedriger ist als die West-Intensität. Auch bei anderen Winkeln ergibt sich eine, wenn auch geringere Differenz. Verff. erklären diese Ergebnisse für reell, da es ihnen gelungen sei, durch genügend lange Beobachtungszeiten den wahrscheinlichsten Fehler stark zu senken. Unter Berücksichtigung der Empfindlichkeit der Anordnungen wurden die Ergebnisse in Swarthmore mit den früheren in Mexiko (23° geomagn. Breite) verglichen. Es zeigt sich eine Verschiebung des Maximums der Ost—West-Differenz bei 30° vom Zenit in Swarthmore auf 45 bis 50° in Mexiko. Die Ergebnisse decken sich mit den Forderungen der Theorie von Lemaître und Vallarta.

Kühn.

J. P. T. Viljoen and B. F. J. Schonland. The Distribution of the Ionizing Particles of the Penetrating Radiation in Relation to the Magnetic Meridian. Phil. Mag. (7) 16, 449—456, 1933, Nr. 105. Unter der Annahme, daß ein Teil der Partikel auch in Gewitterwolken entsteht, untersuchen Verff. mit einer Anordnung für zweifache Koinzidenzen die Richtung der in Seehöhe in Kapstadt (31° geomagn. Breite) einfallenden Höhenstrahlteilchen. Zu diesem Zwecke vergleichen sie einfach die nach Abzug der Zufallskoinzidenzen verbleibenden systematischen Koinzidenzen. Es ergeben sich folgende Differenzen: Nord—Süd $0,4 \pm 1,5$ %, West—Ost $1,5 \pm 2,6$ %, Nord—West $2,9 \pm 2,6$ %, Nord—Ost $4,3 \pm 2,6$ %. Es müssen also geladene Teilchen kosmischen Ursprungs vorhanden sein und daneben noch eine große Anzahl von Sekundärteilchen aus der Atmosphäre. Diese stammen von einer Primärstrahlung, die durch das magnetische Feld der Erde nicht beeinflußt wird. Aus der Nord—Ost-Differenz ergibt sich, daß die Mehrzahl der primären Teilchen positiv geladen sein muß. Eine Strahlung aus den Gewittergebieten zeigt sich nicht, wie aus der Nord—Süd-Differenz hervorgeht.

Kühn.

Ernst Lenz. Durchdringungsvermögen und Absorptionskoeffizient der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 85, 435—438, 1933, Nr. 7/8. Die Beziehung $R_m = 1/\mu$ für den Zusammenhang zwischen dem Durchdringungsvermögen oder der mittleren Reichweite R_m und dem Absorptionskoeffizienten μ einer Strahlung gilt nur, wenn die Absorptionskurve der betrachteten Strahlung eine Exponentialfunktion ist. Da die Absorptionskurve der Ultrastrahlung wegen der Ausbildung von Sekundärstrahlen keine Exponentialfunktion ist, so ergeben sich Widersprüche zwischen dem bei Koinzidenzen direkt gemessenen und dem auf Grund der vorigen Beziehung aus Absorptionskoeffizienten berechneten Durchdringungsvermögen (siehe B. Rossi, ZS. f. Phys. 82, 159, 1933). Diese Widersprüche treten bei einer von H. Kulenkampff (Phys. ZS. 30, 561, 1929) für die Ultrastrahlung angegebenen Absorptionsfunktion, welche die Sekundärstrahlung berücksichtigt, nicht auf. Es wird gezeigt, daß in diesem

Fälle $R_m = 3,1/\mu$ ist, daß aber außerdem der scheinbare Absorptionskoeffizient dieser Funktion eine sehr starke Zunahme mit der durchstrahlten Schichtdicke aufweist. *E. Lenz.*

P. Pfundt. Druckabhängigkeit der Restionisation bei Ultrastrahlungsmessungen. (Vorläufige Mitteilung.) ZS. f. Phys. 85, 439—441, 1933, Nr. 7/8. Mit einer selbstregistrierenden Hochdruckionisationskammer wird die Druckabhängigkeit der Restionisation für das Füllgas CO_2 untersucht. (Erste Mitteilung, E. Regener, Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 12, 45, 1931.) Die gefundene Druckabhängigkeitskurve zeigt bei etwa $\frac{1}{3}$ Atm. ein scharf ausgeprägtes Maximum, das der α -Strahlenionisation zuzuschreiben ist; von da ab einen monotonen Abfall bis zu dem maximal angewendeten Druck von 30 Atm. Die bei diesem Druck noch bestehende Ionisation ist nur Rest- β -Strahlung. (Vgl. die folgenden Referate von E. Körner und J. Pribsch.) *P. Pfundt.*

E. Körner. Zur Druckabhängigkeit der Restionisation. ZS. f. Phys. 85, 442—447, 1933, Nr. 7/8. Zur Erklärung der Druckabhängigkeit der Restionisation (siehe das vorhergehende Referat von P. Pfundt) wurde in zylindrischen Ionisationskammern, deren Innenwände mit verschiedenen radioaktiven Stoffen gleichmäßig überzogen waren, der Ionisationsstrom in Abhängigkeit vom Druck aufgenommen. Bei einem Wandbelag von Uranoxyd treten in den Druckionisationskurven zwei Maxima auf. Durch Abschirmen der α -Strahlen und der weichen β -Strahlen mit Lack bleibt allein das schwächere β -Maximum übrig, während umgekehrt bei einem nur α -Strahlen emittierenden Polonium-Wandbelag nur das stärkere α -Maximum erscheint. Form und Lage der Maxima werden durch diese Versuche erklärt, aber auch durch eine Rechnung, die einerseits die Druckabhängigkeit der Restionisation nach Jaffé und andererseits diejenige der in der Kammer effektiv ausgenützten Strahlung berücksichtigt. *E. Körner.*

Josef A. Pribsch. Druckabhängigkeit der Restionisation. ZS. f. Phys. 85, 448—450, 1933, Nr. 7/8. Es wurde die Abhängigkeit des natürlichen Reststromes eines druckfesten Ionisationsgefäßes, in das nach Art der Kolhörsterschen Strahlungsapparate ein Kolhörstersches Schlingensystem eingesetzt worden war, vom Drucke des Gasinhaltes der Kammer — Luft und Argon — ermittelt. Der Charakter der Druckkurven läßt gemäß den Ausführungen von E. Körner (siehe vorstehendes Referat) auf die Wirkung von α - sowie auch β -Strahlen als Ursache des Reststromes schließen. Die größeren Stromwerte bei Argon sowie überhaupt die Verschiedenheiten der Strom-Druckkurven bei den Gasen lassen sich auf Grund der verschiedenen Dichten und Sättigungseigenschaften — in Argon herrscht bei demselben Druck stets eine höhere Sättigung als in Luft — erklären. Die Messungen fanden in dem von Regener gebauten Kessel in 235 m Wassertiefe im Bodensee statt, wo der Anteil der Ultrastrahlung an der Gesamtionisation gegenüber dem der Reststrahlung zurücktritt. *J. A. Pribsch.*

Walter Kramer. Die Absorption der durchdringenden Strahlung in Wasser und die Analyse der Absorptionsfunktion. ZS. f. Phys. 85, 411—434, 1933, Nr. 7/8. Im Jahre 1929 im Wasser des Alpsees bei Immenstadt im bayerischen Allgäu durchgeführte Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung werden unter Hinzunahme der Messungen von E. Regener im Bodensee 1928 analysiert. Es zeigt sich, daß eine vollständige Zerlegung der Absorptionsfunktion in einfacher Weise nur mit Hilfe einer Funktion durchzuführen ist, die neben der allseitig einfallenden Primärstrahlung noch die Streustrahlung berücksichtigt. Die Angabe ergibt vier Komponenten, die von 1,8 bis 230 m Wassertiefe die gemessene Funktion innerhalb der Fehlergrenzen (1,2 %) darstellen. Ein

Kriterium für die Richtigkeit dieser Darstellung wird in dem Verlauf des scheinbaren Absorptionskoeffizienten gefunden:

	Absorptionskoeffizient	Anfangsintensität
I. Komponente	0,0209 m ⁻¹ H ₂ O	0,16 Ionen/cm ³ sec Normalluft
II. "	0,075	1,2
III. "	0,16	1,6
IV. "	0,52	34

Ferner wird aus dem Ionisationsstrom die Zahl der Impulse berechnet und in guter Übereinstimmung mit den Zahlen gefunden, die von E. Regener mit dem Zählrohr im Bodensee festgestellt wurden. *W. Kramer.*

H. Zanstra. Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Ultrastrahlung. Naturwissensch. 21, 694, 1933, Nr. 38. Berichtigung. In der Unterschrift der Abb. 1 sind die Bezeichnungen der Kurven I und II miteinander zu vertauschen. (Vgl. diese Ber. 14, 1595, 1933.) *H. Ebert.*

Floyd M. Saule. Echo-sounding on the arctic submarine Nautilus. S.-A. Pap. Phys. Oceanogr. and Meteorol. 2, 65—76, Nr. 1. Ergebnisse der Echolotungen, die teils mit der Rotlichtmethode, teils mit der Weißlichtmethode durchgeführt wurden, werden von der Fahrt des Nautilus im Herbst 1931 in Gegenden nördlich von Spitzbergen auf Breiten zwischen etwa 80 und 82° mitgeteilt und unter Benutzung anderer Meßreihen, besonders von der Fram, in einer Tiefenkarte dargestellt. *Fritz Hänsch.*

R. O. Street. The tides in a hemispherical ocean bounded by a continental shelf along a meridian. Month. Nat. Geophys. Suppl. 3, 163—167, 1933, Nr. 4. Im Anschluß an eine frühere Arbeit (Geophys. Suppl. 3, 118, 1932), in der die halbtägige Gezeitschwingung eines Ozeans behandelt wurde, der die Erdhalbkugel bedeckt und längs des Äquators durch einen schmalen Gürtel seichten Wassers begrenzt wird, werden jetzt die Gezeiten eines Ozeans betrachtet, der die Halbkugel bedeckt, aber längs eines Meridians durch einen Kontinent begrenzt wird. Die allgemeinen dynamischen Gezeitengleichungen werden theoretisch behandelt und an Hand von Beispielen praktisch verwertet. *Fritz Hänsch.*

F. Schureman. Tides. Phys. Rev. (2) 43, 1046, 1933, Nr. 12. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Grundlagen des Begriffes der Gezeiten werden kurz dargelegt. *Fritz Hänsch.*

Lotte Möller. Zur Frage der Tiefenzirkulation im Indischen Ozean. Ann. d. Hydrogr. 61, 233—236, 1933, Nr. 8/9.

W. Wiese. Zur Kenntnis der Alkalinität des Meerwassers. Ann. d. Hydrogr. 61, 241—243, 1933, Nr. 8/9. *H. Ebert.*

G. R. Goldsbrough. Ocean Currents Produced by Evaporation and Precipitation. Proc. Roy. Soc. London (A) 141, 512—517, 1933, Nr. 845. Werden Verdunstung und Niederschlag als Funktionen der geographischen Breite angesetzt, so können ständige Strömungen im Ozean unter plausiblen Annahmen erklärt werden. *H. Ebert.*

Eduard Wertheimer. Über den natürlichen Ablauf der atmosphärischen Vorgänge und die Möglichkeit einer künstlichen Beeinflussung. Druckschrift 1933, 16 S. In der Frage zur Erzeugung künstlicher Regen teilte Verf. die Ergebnisse seiner Untersuchungen mit, die zum großen Teil aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik hergeleitet sind. *H. Ebert.*

K. F. Wasserfall. Praktische Versuche mit langfristigen Wettervoraussagen. I. Meteorol. ZS. 50, 331—337, 1933, Nr. 9. Verf. zeigt, daß in rein meteorologischen Daten dieselben Wellen (oder Periodizitäten) gefunden werden, wie man sie bei Phänomenen an der Sonne feststellt. Erläutert wird diese Behauptung durch ein paar längere Serien norwegischer Temperaturdaten. Verf. findet eine achtmonatliche Welle mit plötzlich auftretendem unregelmäßigen Wechsel der Phase. Eine Welle ähnlicher Art (auch achtmonatlich) findet sich in den Sonnenflecken. Ferner ist eine zweijährige Welle vorhanden, aber auch wieder der plötzliche Wechsel. Diese Welle wird als ein Interferenzphänomen zwischen der achtmonatlichen und der Jahreswelle gedeutet. Endlich ist noch neben anderen auch die elfjährige Periodenvariation abgeleitet. Mit diesen Unterlagen will Verf. eine Wettervoraussage auf lange Sicht mit 70 % Wahrscheinlichkeit machen. *H. Ebert.*

Frieda Innerebner. Über den Einfluß der Exposition auf die Temperaturverhältnisse im Gebirge. Meteorol. ZS. 50, 337—346, 1933, Nr. 9. Es sind zum Zwecke von Materialsammlung für verschiedene wissenschaftliche Untersuchungen die meteorologischen Verhältnisse in einem ganzen Querschnitt des Inntrales drei Jahre hindurch beobachtet. Die Hüttenfehler zeigten für Flachland und Gebirge das gleiche Verhalten; verschiedene Temperatureinflüsse sind erörtert worden. *H. Ebert.*

A. Defant. Der Abfluß schwerer Luftmassen auf geneigtem Boden, nebst einigen Bemerkungen zu der Theorie stationärer Luftströme. Berl. Ber. 1933, S. 597 u. 624—635, Nr. 18/20. Ausgehend von den Bewegungsgleichungen einer zweifach geschichteten Atmosphäre, wobei jede Schicht im indifferenten Gleichgewicht angenommen wird, werden Kriterien aufgestellt, die es gestatten, für einen Hangwind entweder das Druckgefälle längs des geneigten Bodens oder die Schwerekomponente längs desselben verantwortlich zu machen. Weiter ergibt sich, daß die Stabilität eines stationären Luftstromes auf geneigtem Hang nur von Bogengefälle und Reibung abhängt. Bei Erreichung eines Grenzwertes wird der Abfluß instabil. *Fritz Hänsch.*

Günter Archenhold. Eine 27tägige Periode der Halohäufigkeit. Gerlands Beitr. 39, 141—143, 1933, Nr. 2/3. Der Verf. untersucht an der Reihe seiner Sonnenhalobeobachtungen aus den Jahren 1926 bis 1931, ob sich eine der 27tägigen Rotationsperiode der Sonne entsprechende Häufigkeitsverteilung der Halo nachweisen läßt, und findet ein Häufigkeitsmaximum im Wiederauftreten der Halo am 26. bis 28. Tag nach dem jeweiligen Beobachtungstag, das die Häufigkeiten nach den 23. bis 25. bzw. 29. bis 32. Tagen im Mittel um 17 % übertrifft und auch in jedem einzelnen Jahr in Erscheinung tritt. *Ferd. Steinhauser.*

S. W. Visser. Ein zusammengesetzter Halo in Zentral-Java am 11. April 1933. Meteorol. ZS. 50, 306—310, 1933, Nr. 8. Ein besonders schöner Halo wurde am 11. April 1933 in Zentral-Java beobachtet, dessen 15 verschiedene Formen mitgeteilt werden: Der parhelische Ring, die Säule, der kleine Ring, der umschriebene Halo, die Nebensonnen, die Bogen von Lowitz, Horizontalbogen durch die Berührungspunkte des umschriebenen Halo, der große Halo, der Zirkumzenitalbogen, die Infralateralbogen am großen Ring, die Nebengegensonnen, schiefe Bogen durch die Nebengegensonne, die Gegen Sonne, schiefe Bogen durch die Gegen Sonne und ein sekundärer parhelischer Ring. *Fritz Hänsch.*

Barkat Ali. High lapse-rates of temperature and their diurnal variation in the surface layers of the atmosphere over Northern India. Gerlands Beitr. 39, 121—140, 1933, Nr. 2/3. Der Verf.

teilt die Ergebnisse von sechs, zu verschiedenen Tageszeiten an drei Tagen im März 1925 in Agra zur Untersuchung des täglichen Temperaturganges in den unteren Luftschichten angestellten Registrieraufstiegen mit. Die Aufstiege erstreckten sich nur bis 400 m Höhe und wurden mit einem Ballon durchgeführt, dessen Abstieg automatisch veranlaßt wurde. An allen drei Tagen lag über Agra eine Morgeninversion von 260 bis 340 m Höhe, deren Abbau durch die Aufstiege verfolgt wurde. Es handelt sich bei diesen Morgeninversionen um eine allgemeine Erscheinung, da sie über Agra in der Trockenzeit (Oktober bis Mai) an allen klaren Tagen erscheinen und am häufigsten eine Höhe von 300 bis 400 m erreichen; in der Monsunzeit (Juni bis September) fehlen sie. Parallel mit dem Abbau der Inversion durch konvektive Turbulenz nimmt auch die Bögigkeit des Windes zu. Für zwei Aufstiege wurde die vertikale Verteilung des Austauschkoeffizienten k in Stufen von 10 zu 10 m berechnet.

Ferd. Steinhauser.

Irving P. Krick. Foehn winds of southern california. Gerlands Beitr. 39, 399—407, 1933, Nr. 4. In Südkalifornien, hauptsächlich im Los Angeles-Basin, treten im Winter häufig warme und trockene Winde auf, die aus Nordost von den Gebirgen kommen und viel zum milden Winterklima Südkaliforniens beitragen. Ihre Wärme wurde früher dem Umstand zugeschrieben, daß es Winde sind, die aus Steppen kommen. Der Verf. zeigt nun nach Temperatur- und Feuchtigkeitsregistrierungen an einer Hochstation am Cajonpaß und einer Station im Basin, daß es sich hier um ausgesprochene Föhnerscheinungen handelt. Diese Winde stellen den Wintermonsun in Südkalifornien dar.

Ferd. Steinhauser.

Carl Störmer. Nuages dans la stratosphère. C. R. 196, 1824—1825, 1933, Nr. 24. Es werden einige Beobachtungen an Wolken in der Stratosphäre während des Jahres 1932 mitgeteilt, wie sie mit Hilfe des norwegischen Stationsnetzes vermessen wurden, wobei zwei Arten stratosphärischer Wolken unterschieden werden: sogenannte leuchtende Nachtwolken in ungefähr 82 km Höhe und sogenannte Perlmutterwolken in etwa 20 bis 30 km Höhe.

Fritz Hänsch.

Louis P. Harrison. A Review of Observation and Theory of Turbulence in the Atmosphere. Phys. Rev. (2) 43, 1042—1043, 1933, Nr. 12. (Kurzer Sitzungsbericht.) Kurzer Überblick über Beobachtung und Theorie der atmosphärischen Turbulenz.

Fritz Hänsch.

H. von Ficker. Über die Entstehung lokaler Wärmegewitter. 3. Mitteilung. Die Starkregen in Berlin und Norddeutschland am 14. und 15. Juli 1932. Berl. Ber. 1933, S. 480—500, Nr. 14/15. Am 15. Juli 1932 ging über Berlin ein Starkregen nieder, während die weitere Umgebung und selbst einzelne Bezirke von Großberlin ohne Niederschlag blieben. Im Anschluß an die Beschreibung dieses Starkregens wird die Verteilung der Niederschläge und der Gewittertätigkeit an diesem Tage in ganz Norddeutschland untersucht, wobei sich ergibt, daß eine Reihe zeitlich und genetisch zusammenhängender Starkregengebiete, die in Norddeutschland festgestellt wurden, nicht lokale Gewittererscheinungen im eigentlichen Sinne sind. Eine bei warmer Sommerwitterung in der oberen Troposphäre von West nach Ost fortschreitende Abkühlung findet im mittleren Norddeutschland noch ein Gebiet mit sehr hohen Temperaturen in der unteren Troposphäre vor, während südlich und nördlich bereits Abkühlung eingetreten ist. Über der warmen Zone entwickeln sich exzessiv feuchtlabile Zustände, die unter der Mitwirkung kleiner Böen aus den kälteren Seitengebieten zu einem von NW nach SE fortschreitenden Umschichtungsprozeß führen, wobei inselförmig ergiebige Starkregen, stellenweise mit Gewittern auftreten.

Fritz Hänsch.

F. J. W. Whipple. Cumulous Clouds, Convection Currents and Gliding. *Nature* **132**, 276—277, 1933, Nr. 3329. Es werden kurze Betrachtungen über Aufwinde innerhalb von Cumuluswolken und über Konvektionsströme angestellt, wie sie der Segelflieger ausnutzt, wobei Temperatur und Feuchtigkeit berücksichtigt werden. *Fritz Hänsch.*

C. K. M. Douglas. Cumulus Clouds, Convection Currents and Gliding. *Nature* **132**, 410, 1933, Nr. 3332. Kurze Bemerkungen über Temperatur und dynamische Vorgänge innerhalb von Cu-Wolken und Konvektionsströmen, die das Problem des thermischen Segelfluges erfassen. *Fritz Hänsch.*

Johannes Letzmann. Zur Kinematik und Dynamik stabiler Luftwirbel. *Gerlands Beitr.* **39**, 167—205, 1933, Nr. 2/3. In Fortsetzung seiner experimentellen Untersuchungen von Wirbeln hat der Verf. eine Bestimmung des Druckfeldes mittels optischer Registrierungen, eine anemometrische Ausmessung des Bewegungsfeldes und eine Bestimmung der Energieverhältnisse des Wirbelfeldes durchgeführt. Aus seinen Untersuchungen zieht der Verf. den Schluß, daß der Kern des Wirbels in seinem Gesamtfeld eine nebensächliche Rolle spielt und in keinem Fall als Träger von nennenswerter Energie gelten kann und daß die Zwischenschicht der energetisch wichtigste Teil dieser Wirbel ist. *Ferd. Steinhauser.*

Sigurd Evjen. Zur Kenntnis der barometrischen Unruhe mit Bemerkungen über den täglichen Barometergang. *Meteorol. ZS.* **50**, 374—378, 1933, Nr. 10. Es ist die barometrische Unruhe für Oslo hinsichtlich eines täglichen Ganges für die Jahre 1905 bis 1929 untersucht. Es zeigt sich u. a., daß der tägliche Barometergang an barometrisch unruhigen Tagen eine größere Amplitude aufweist, als an ruhigen Tagen. Die Methode dürfte noch weitere Einzelheiten ergeben, wenn statt der hier genommenen vier Abschnitte am Tag mehr verwendet würden. *H. Ebert.*

Katherine B. Clarke. Diurnal waves of atmospheric pressure, computed from observations made on cruise VII of the Carnegie. *Gerlands Beitr.* **39**, 337—355, 1933, Nr. 4. Die Verf. hat die Luftdruckregistrierungen der VII. Carnegiefahrt stündlich ausgewertet, nach Zonen von 10 Breitengraden zusammengefaßt und harmonisch analysiert. Die Beobachtungen erstrecken sich über den Atlantischen und Pazifischen Ozean von 65° N bis 45° S und wurden hauptsächlich in Sommermonaten vorgenommen. Es wird das Verhalten der 24-, 12-, 8- und 6stündigen Welle besprochen und mit Ergebnissen der Gaußfahrt, mit von Hann zusammengestellten Ergebnissen verschiedener anderer Fahrten mit Inselbeobachtungen und schließlich mit Berechnungen nach Simpsons Formel für die Breiten- und Längenabhängigkeit der Amplitude und der Phase verglichen. Dabei zeigt sich, daß Simpsons Formel für die Verteilung der Amplitude der 12stündigen Welle für die Ozeane zu große Werte ergibt, was allerdings zum Teil auch darin begründet sein kann, daß die Carnegiemessungen meist nur Sommerbeobachtungen umfassen. Auf den Inseln wurde in den entsprechenden Breiten und Monaten im Mittel eine um 0,06 mm und auf Landstationen eine um 0,1 mm größere Amplitude der 12stündigen Welle gefunden. Die Phasenverschiebung der halbtägigen Welle scheint nach den Beobachtungen auf der Carnegie und auf Inseln zwischen äquatorialen Gebieten und höheren Breiten größer zu sein als nach Berechnung mit Simpsons Formel. *Ferd. Steinhauser.*

Katherine B. Clarke. Semi-Diurnal Variation of Barometric Pressure over the Oceans. *S.-A. Quant. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **59**, 67—70, 1933, Nr. 248. Zunächst werden Amplituden und Phasen der halbtägigen

Druckwelle miteinander verglichen, wie sie sich teils auf der 7. Kreuzfahrt der Carnegie, teils aus der Simpson'schen Formel, teils aus früheren Analysen von Hann ergeben haben. In 40° Breite beträgt die Hann'sche Amplitude 80 % der nach Simpson errechneten, hingegen die Carnegie-Amplitude nur 58 %. In anderen Breiten erreicht die gemessene Amplitude auf See rund 85 % der errechneten. Weiter werden die Ergebnisse auf dem freien Ozean mit solchen auf Inseln verglichen, wobei die Amplituden auf Inseln im Durchschnitt 0,05 mm größer sind als nach Messungen auf der Carnegie.

Fritz Hänsch.

B. N. Desai and S. Basu. Evidence in favour of non-symmetrical structure in the inner storm area of cyclones in the indian seas. Gerlands Beitr. 40, 1—11, 1933, Nr. 1. Von den drei Teilen einer tropischen Zyklone: dem äußeren Gebiet mit Winden von Stärken 6 bis 9, dem inneren Sturmgebiet mit Windstärken 10 bis 12 und dem zentralen Calmgebiet, kann man im äußeren Sturmgebiet verschiedene Luftsektoren und Fronten feststellen. Zur Beantwortung der Frage, ob auch in den inneren Zonen Winde, Niederschlag und die übrigen meteorologischen Elemente unsymmetrisch verteilt sind, wurden fünf solche Zyklonen mit geeigneten Beobachtungen aus den Zentralgebieten untersucht. Es konnten Unterschiede in Niederschlag und Windstärke vor und nach dem Durchgang des Zyklonenzentrums gefunden werden. Der Wechsel in der Windrichtung und auch die Calmenzone fielen in einigen Fällen nicht mit dem Minimum des Luftdruckes zusammen, sondern trafen teils schon vorher und teils erst nachher ein.

Ferd. Steinhäuser.

B. N. Desai and S. Mal. Vertical structure of the surface of discontinuity between the continental and the monsoon air masses in the Pre-monsoon period. Gerlands Beitr. 40, 12—17, 1933, Nr. 1. Aus der vertikalen Temperaturverteilung, beobachtet an drei Stationen in verschiedener Höhenlage vor und nach dem Durchgang einer Front zwischen kontinentaler Luft und Monsunluft, wird auf die Struktur der Diskontinuitätsfläche geschlossen. Vor dem Durchgang der Monsunfront war die kontinentale Luft am Boden wärmer als nachher die Monsunluft, in etwa 1800 m Höhe war die Temperatur zu beiden Seiten der Front gleich und in größerer Höhe war die Monsunluft wärmer als die Kontinentalluft. Es wird daraus abgeleitet, daß sich am Boden die kalte Monsunluft unter die warme Kontinentalluft entsprechend einem Kälteeinbruch einschiebt, in größeren Höhen aber über die dort kältere Kontinentalluft aufgleitet und einen Aufgleitregen bewirkt. Am Boden wird daher der Regen schon vor Eintreffen der Kaltfront beginnen und noch lange nachher anhalten, während an Stationen, die in der oberen Schicht gelegen sind, die Niederschlagstätigkeit mit Eintreffen der Warmfront aufhört.

Ferd. Steinhäuser.

G. Dedeant. Sur l'évolution barométrique. C. R. 196, 1736—1738, 1933, Nr. 23. Entsprechend der Variationsmethode der französischen Schule wird der Druck einerseits in einen festen Teil und andererseits in einen wandernden Bestandteil (Aktionszentrum und Fronten) und einen veränderlichen, gewissermaßen turbulenten Teil zerlegt, durch dessen Kenntnis es möglich wäre, plötzliche Verschlechterung oder Besserung des Wetters zu erkennen. Die Überlegungen werden analytisch dargelegt.

Fritz Hänsch.

H. Arakawa. Direction and Velocity of Wind in the Vicinity of Wind Tower. Geophys. Mag. 7, 19—23, 1933, Nr. 1. Die Tatsache, daß Windrichtung und Windgeschwindigkeit durch Hindernisse, wie sie sogenannte Windtürme darstellen, stark beeinflusst werden, wird theoretisch erörtert, und die Folgerungen für die Praxis werden dargelegt.

Fritz Hänsch.

Karl Fischer. Verdunstung in den Schweizer Alpen (nach Otto Lütschg). Mit Bemerkungen zur Korrelationsrechnung. Meteorol. ZS. 50, 324—328, 1933, Nr. 9. Die Versuche von Lütschg (Schweiz) wurden ausgewertet und einige Betrachtungen allgemeiner Art über die Korrelationsrechnung angeschlossen. *H. Ebert.*

Walter Findeisen. Beziehungen zwischen Reibungen, Wärmeübergang und Verdunstung. Gerlands Beitr. 39, 356—373, 1933, Nr. 4. Die Grenzschichttheorie ermöglicht eine Verknüpfung zwischen den drei Vorgängen Reibung, Wärmeübergang und Verdunstung. Die quantitativen Beziehungen werden abgeleitet. Die Anwendung der gewonnenen Formeln auf die Frage der Nebelentstehung und auf die Theorie des Psychrometers sind in Aussicht gestellt. *H. Ebert.*

J. A. Froemke, C. R. Bloomquist und E. X. Anderson. Die Kernbildung kondensierter Dämpfe in nichtionisierter staubfreier Luft. II. Das System Methylalkohol—Wasser. ZS. f. phys. Chem. (A) 166, 305—315, 1933, Nr. 3/4. Es werden die Regen- und Nebelpunkte von Wasser, Methylalkohol und deren Mischungen bestimmt. Die Mischungen kondensieren leichter als die reinen Komponenten, am leichtesten beim Mischungsverhältnis Alkohol : Wasser = 3 : 1. Ähnlich wie die Kondensation ändern sich Beweglichkeit und Volumenkontraktion (Literaturwerte) mit der Alkoholkonzentration. Eine Deutung wird in Form der „Koaleszenztheorie“ versucht. *Zeise.*

J. R. Ashworth. Rainfall and Atmospheric Pollution. Nature 132, 443, 1933, Nr. 3333. Dreißigjährige Niederschlagsbeobachtungen führten zu dem Ergebnis, daß die Wahrscheinlichkeit für einen verregneten Sonntag geringer ist als für einen Wochentag. Die geringere Verunreinigung der Luft an Feiertagen durch Fabrikbetrieb wird als Ursache angeführt. Während des Weltkrieges, wo in Fabriken auch Sonntags gearbeitet wurde, übertrifft der Niederschlag in diesen Zeiten den an Sonntagen der Friedenszeit um etwa 20 %. *Schmerwitz.*

W. Findeisen. Bemerkungen zu der Arbeit von K. Büttner: „Kritisches über Abkühlungs- und Austrocknungsgröße“. Meteorol. ZS. 50, 313—314, 1933, Nr. 8. Folgende Richtigstellungen und Ergänzungen werden u. a. gemacht: Die Änderung der Temperatur, des Wasserdampfgehaltes und der Strömungsgeschwindigkeit erfolgt in der Grenzschicht keineswegs linear. Über die Bestimmung der Wärmeabgabe einer Körperoberfläche. Die Dicke der Grenzschicht ist längs der Körperoberfläche veränderlich. Über einen Zahlfaktor in einer Gleichung, der von der Definition der „Dicke der Grenzschicht“ abhängt. *Fritz Hänsch.*

K. Büttner. Erwiderung auf die Bemerkungen von W. Findeisen in der Meteorologischen Zeitschrift 1933, S. 313. Meteorol. ZS. 50, 349, 1933, Nr. 9. Für Luftruhe ist der praktisch lineare Verlauf der Eigenschaftswerte für den unteren Teil der Grenzschicht experimentell bewiesen. Der Ansatz $Q = \lambda \cdot \text{grad } \vartheta$ hat sich bewährt. Es folgen noch weitere Bemerkungen, bei denen auf eine im Druck befindliche Arbeit von Büttner hingewiesen wird. *Fritz Hänsch.*

Władysław Gorczyński. On a simple Spectrograph and on Measurements of Absorption Bands in the infra-red Part of the Solar Spectrum, made in North Africa during 1926/27. Bull. int. Acad. Polon. (A) 1933, S. 40—52, Nr. 1/3. Vgl. E. Stenz, Phys. Ber. 14, 1606, 1933.

Władysław Gorczyński and Edward Stenz. Atmospheric Transmission in the Water Vapour Absorption Bands ϱ and Φ , according

to spectrographic Measurements made in Tunisia in 1926/27. Bull. int. Acad. Polon. (A) 1933, S. 53—64, Nr. 1/3. Vgl. E. Stenz, Phys. Ber. 14, 1606, 1933.

Edward Stenz. Water Vapour Absorption in the infra-red Part of the Solar Spectrum, according to spectrographic Measurements made at the Mediterranean Coast, during 1931/32. Bull. int. Acad. Polon. (A) 1933, S. 65—76, Nr. 1/3. Vgl. Phys. Ber. 14, 1606, 1933.

H. Ebert.

F. W. Paul Götz und Heinz Maier-Leibnitz. Zur Ultraviolettabsorption bodennaher Luftschichten. ZS. f. Geophys. 9, 253—260, 1933, Nr. 4/5. Bekanntlich weiß man aus den Arbeiten von Götz und R. Ladenburg sowie von Fabry und Buisson (1931) über die Bestimmung des Ozongehaltes der unteren Atmosphärenschichten, daß nur Wellenlängen bis zu 2700 Å herab zur Ozonbestimmung brauchbar waren. Verff. berichten nun aus Arosa und Chur über Untersuchungen der Luftabsorption im Gebiet zwischen 3900 und 2300 Å, wobei ein Ultraviolettpektrograph in Objektivprismaanordnung benutzt wurde. Das Spektrum einer Hg-Lampe wurde aus einer kleinen und dann aus einer großen Entfernung aufgenommen; ein Vergleich beider Intensitäten ergab den Lichtverlust auf der dazwischen liegenden Luftstrecke (etwa 1 km). Die Werte für die eigentliche Absorption einschließlich eventueller Dunsttrübung sind in einer Tabelle verzeichnet. In das Gebiet zwischen 3900 und 3000 Å fällt nur die Trübungswirkung. Das Gebiet zwischen 3000 und 2700 Å diente zur quantitativen Bestimmung des Ozons. Die Bestimmung des Ozonbetrages erfolgt in der Weise, daß man die Absorptionswerte als Funktion der zu den betreffenden Wellenlängen gehörigen Absorptionskoeffizienten von O₃ aufträgt. Die Neigung der dann entstehenden Geraden ist ein Maß für den O₃-Betrag. Als vorläufiges Ergebnis teilen die Verff. mit, daß das Vorhandensein eines schwankenden O₃-Gehaltes gesichert ist und daß die nach Abzug der Ozonwirkung übrigbleibende, unterhalb 2700 Å einsetzende weitere Absorption (O₂ bzw. O₄) ebenfalls schwankt; jedoch lassen sich diese Schwankungen auch mit der Annahme eines wechselnden, möglichen H₂O₂-Gehaltes noch nicht hinreichend erklären.

J. Böhm.

F. W. P. Götz, G. M. B. Dobson and A. R. Meetham. Vertical Distribution of Ozone in the Atmosphere. Nature 132, 281, 1933, Nr. 3329. Auf Grund neuerer Beobachtungen des Spektrums des Zenitlichtes und unter Verwendung der spektralen Messungen des Sonnenlichtes ergibt sich im Mittel eine Schicht des Ozons zwischen 15 und 50 km, wie sie theoretisch schon von Chapman abgeleitet wurde.

Fritz Hänsch.

J. Gauzit. Etude de l'ozone atmosphérique par une méthode rapide de photométrie visuelle. C.R. 197, 178—180, 1933, Nr. 2. Die bisher zur Messung der Dicke der Ozonschicht angewandte Methode aus direkten Sonnenbeobachtungen (C.R. 195, 892, 1932) wird jetzt auf Zenitlicht angewendet. Die von Januar bis Juni gewonnenen Dicken und Höhen der Ozonschicht, teils aus Sonnen-, teils aus Himmelsmessungen, werden mitgeteilt.

Fritz Hänsch.

H. v. dem Borne. Extinktionskoeffizienten für Dunst im kurzwelligen Licht und im Ultraviolett. Gerlands Beitr. 38, 265—275, 1933, Nr. 3/4. In Fortsetzung früherer Extinktionsversuche an trübenden Teilchen wird in dieser Arbeit das Wellenlängenbereich 0,578 bis 0,253 μ untersucht. Teilchen mit einem Radius, der nicht kleiner ist als $2,5 \cdot 10^{-4}$ cm, zeigen keine Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten von der Wellenlänge, erst solche, die kleiner sind als $1 \cdot 10^{-4}$ cm, und zwar hat λ einen negativen konstanten Exponenten. Da-

zwischen liegt ein Übergangsgebiet, in dem sich kein konstanter Exponent ergibt. Mit abnehmender Teilchengröße wird der Exponent größer. Bei $0,35 \mu$ erreicht der Koeffizient ein Maximum, sinkt bei etwa $0,29$ bis $0,28 \mu$ zu einem Minimum ab und steigt dann weiter an. Ein Nachtrag bringt eine kurze Bemerkung zu der Arbeit F. W. P. Götz, *Helv. Acta* 5, 336, 1932. *H. Ebert.*

Gertrud Riemerschmid. Das UV der Sonnenstrahlung in Assuan (Oberägypten). Vergleichbare Messungen an Spektrogrammen. *Strahlentherapie* 46, 188—200, 1933, Nr. 1. Verf. nahm mit einem Quarzspektrographen Spektren der Sonnenstrahlung im UV bis zu $\lambda = 3750 \text{ \AA}$ auf, einerseits in Assuan und andererseits in Jena. In Assuan erwies sich die UV-Strahlung als lediglich von der Sonnenhöhe abhängig. Hieraus wird auf einen sehr konstanten Ozongehalt der Atmosphäre geschlossen. In Jena wurde für gleiche Sonnenhöhe wesentlich geminderte UV-Strahlung gefunden. *Behnken.*

Louis Besson. Influence des fumées de Paris sur la transparence de l'air à la périphérie et dans les environs de la ville. *C.R.* 197, 781—783, 1933, Nr. 15. Sichtmessungen, die in Paris und in einem Umkreis von etwa 10 km Radius ausgeführt wurden, zeigen bei Berücksichtigung der Windrichtung und Lage der Vorort-Beobachtungsstationen zum Zentrum den Einfluß des Stadt- und Industriegebietes auf die Sichtweite. *Schmerwitz.*

H. H. Clayton. Solar variations and atmospheric pressure. *Science (N. S.)* 77, 568, 1933, Nr. 2006. Die Änderung der Solarkonstante, wie sie vom „Smithsonian Institute“ bereits seit 20 Jahren festgestellt wird, und die Änderung des Druckes werden auf ihre gegenseitige Beziehung hin mit Hilfe der Korrelationsrechnung untersucht. Verschiedene Gesetzmäßigkeiten werden aufgestellt. *Fritz Hünsch.*

R. Knepple. Über Strahlungsmessungen im Sonnenvertikal. *Gerlands Beitr.* 39, 378—398, 1933, Nr. 4. Der Verf. hat zur Untersuchung der Abhängigkeit der Strahlungsintensität vom Trübungsgrad der Luft mit einem Linkeschen Rotationsaktinometer, das eine photographische Registrierung erlaubt, Messungen im Sonnenvertikal vorgenommen. Dabei konnte durch Quarzfilter die Wirkung der Gegenstrahlung der Atmosphäre und der Eigentemperaturstrahlung des Instruments ausgeschaltet werden. Es werden einige Registrierungsauswertungen graphisch wiedergegeben und diskutiert. Es zeigt sich ein Minimum der Strahlung oberhalb der Sonne und ein zweites knapp unterhalb. Das obere Minimum rückt mit steigender Sonne von 90 bis 70° Abstand an die Sonne heran. Die dunkle Effektivstrahlung ist auf dem Taunus um 25 % größer als in Frankfurt ohne jahreszeitlichen Unterschied. Die Intensität der diffusen Himmelsstrahlung an klaren Tagen wurde in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe proportional dem Trübungsfaktor T gefunden und es konnte für die einzelnen Himmelszonen die Abhängigkeit der Strahlung vom Trübungsfaktor angegeben werden. Bei leichter Cirrusbewölkung war in der Verteilung der Strahlung kein Unterschied, nur die helle diffuse Himmelsstrahlung war größer. Bei mittlerem und dichtem Astr war die gesamte Intensitätsverteilung am Himmel wesentlich geändert: Minimum in Horizontnähe und Maximum in Zenitnähe. Die dunkle Effektivstrahlung war hier wesentlich geringer und unterlag großen Schwankungen. Zum Schluß wird eine aus dem Rayleighschen Zerstreuungsgesetz abgeleitete Formel zur Berechnung der spektralen Verteilung der diffusen Himmelsstrahlung und eine Berechnungsmethode der gesamten Himmelsstrahlung und ihrer Verteilung in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe angegeben. *Ferd. Steinhäuser.*

Heinz Lettau. Zur Berechnung des meridionalen Austausch-koeffizienten. Gerlands Beitr. 39, 426—430, 1933, Nr. 4. Zur Bestimmung des meridionalen Austauschkoeffizienten nach Defant war die Schätzung des „wirksamen Radius“ (h) der Wirbelkörper notwendig. Der Verf. berechnet nun $h = \pi L/8n$ aus dem Windweg L im Beobachtungszeitraum normal zur mittleren Windrichtung und aus der Anzahl n der Zyklonen, die im selben Zeitraum den Beobachtungs-ort berühren. Danach ist für Potsdam $h = 2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1} \text{ g sec}^{-1}$. An Stelle des mittleren Windweges, der nur für wenige Orte berechnet vorliegt, kann man zur Bestimmung des meridionalen Austauschkoeffizienten von den Luftdruckdifferenzen zweier Stationen in derselben Breite ausgehen und die meridionalen Komponenten des Windweges berechnen. *Ferd. Steinhäuser.*

E. Stoecker. Beiträge zur Frage der Sichtbarkeit von Lichtsignalen bei Tage. Gerlands Beitr. 40, 75—95, 1933, Nr. 1. Der Verf. geht von der Idee aus, daß die durch Überlagerung von Streulicht der Umgebung verschlechterte Tagessicht von Signallichtern durch Abschirmung des Streulichtes mittels Filter, die das Signallicht durchlassen, für den Wellenbereich des Streulichtes aber undurchlässig sind, wesentlich verbessert werden kann, wenn Signallicht von geeignetem Spektralbereich verwendet wird. So kann die Tagessichtbarkeit roter Signallichter durch bestimmte Betrachtungsfilter gesteigert werden. Die Untersuchung ergab, daß die Schwelle des rot-weißen kombinierten Sättigungs- und Intensitätskontrastes (rotes Licht in weißem Nebel) etwa 0,50 und die des roten Intensitätskontrastes 0,75 der weißen Kontrastschwelle beträgt. Diese Kontrastschwellen verhalten sich in der Abhängigkeit vom Schinkel so wie die weißen Reizschwellen. Die Untersuchung wurde an verschiedenen Beleuchtungs- und Betrachtungsfiltern durchgeführt. Im Bereich Rot-Orange-Purpur zeigten sich Unterschiede in den Farbkoordinaten als bedeutungslos. *Ferd. Steinhäuser.*

Edward Stenz. Mesures de la radiation solaire dans la Haute Tatra. Arch. sc. phys. et nat. (5) 15, 264—266, 1933, Mai/Juni. Intensitätsmessungen der Sonne, die am 26. und 27. Januar 1933 auf der Hohen Tatra ausgeführt wurden, werden mitgeteilt und daran Betrachtungen über Transmission, Wasserdampfgehalt und Trübungsgrad der Atmosphäre angestellt. Die Ergebnisse werden mit denen der klimatischen Station in Zakopane verglichen. *Fritz Hänsch.*

C. H. Dwight. Curious Atmospheric Refraction Effects. Nature 132, 282, 1933, Nr. 3329. Es wird von Refraktionserscheinungen berichtet, die auf See während der Nacht nach einem Gewitter auftraten, wobei ein Schiffsrumpf in zwei Teile geteilt und zum Teil auch unter Wasser erschien. *Fritz Hänsch.*

Richard Schumann. Über Schwankungen der Stations-Polhöhen des Internationalen Breitendienstes, abgeleitet unabhängig von den Deklinations-Verbesserungen. Astron. Nachr. 249, 117—158, 1933, Nr. 5960/5961. *H. Ebert.*

W. Nunier. Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Erde in verschiedenen Tiefen durch die von einem Kreisstrom induzierten Ströme (mit Vermeidung merklichen Skin-effekts). S.-A. Erg.-Hefte f. angew. Geophys. 3, 370—391, 1933, Nr. 4. Von einem Wechselstromgenerator wird einem kreisförmig ausgelegten Draht niederfrequent (n = 25 bis 300 Hertz) nahezu sinusförmiger Strom zugeführt. In einer bestimmten Höhe über dem Erdboden wird die vertikale Komponente des magnetischen Feldes durch einen kleinen entgegengesetzten Kreisstrom kompensiert. Der Strom hierfür wird an einer Stelle des Primärstromkreises abgezweigt. Der Radius des Primärkreises wurde bei den einzelnen eingehend beschriebenen Ver-

suchen von 10 bis 80 m verändert. Der spezifische Widerstand in verschiedenen Tiefen läßt sich aus diesen Messungen durch eine von Koenigsberger aufgestellte Formel ermitteln. Der Skineffekt trat bei den Messungen nicht hervor. Die magnetische Vertikalkomponente wird aus der Beziehung $H = 8,3 \cdot 10^{-9} \nu \cdot R I \sin \varphi$ bestimmt. R ist der Radius des Stromkreises, I der Strom. Die Versuche wurden in der Nähe von Freiburg i. B. durchgeführt. Im Anhang sind einige mit Salzwasser ausgeführte Modellversuche mit Beschreibung der Apparatur und der genauen Durchführung jeder Einzelheit wiedergegeben. *Schmerwitz.*

J. Koenigsberger. Induktionsmessung im Zentrum einer Kreisschleife zur Leitfähigkeitsbestimmung in der Erde. Ergänzungen. S.-A. Erg.-Hefte f. angew. Geophys. 3, 392—407, 1933, Nr. 4. Zu den experimentellen Abhandlungen von Nunier werden hier die theoretischen Voraussetzungen erörtert. Die Sicherheit der bereits früher vom Verf. abgeleiteten Beziehung für die magnetische Vertikalkomponente wird unter Durchrechnung weiterer Glieder erhöht. Der Einfluß des Skineffektes kann durch passende Wahl des Verhältnisses Radius zu Frequenz ausgeschaltet werden. Der Einfluß endlicher Fortpflanzungsgeschwindigkeit wird berücksichtigt. Bei Frequenzen von etwa 2 Hertz kann man mit Kombinationen mehrerer Schleifen zu Messungen in Tiefen von etwa 100 km gelangen. Diese hier durchgearbeitete Zentralinduktionsmethode gibt eine Ergänzung zu der Vierpunktswiderstandsmethode von Wenner. Das Gebiet der ersteren umfaßt größere Tiefen und kleinere Widerstände, die andere ist bei kleinerem Elektrodenabstand und großem Widerstand besser anwendbar. *Schmerwitz.*

Ekkehard Schmid. Untersuchungen an Verdunstungsmessern. Meteorol. ZS. 50, 288—293, 1933, Nr. 8. Die im Wiener Anz. 1933, S. 110, Nr. 12 bereits erwähnten Versuche sind jetzt ausführlicher mitgeteilt. Untersucht sind die Wildsche Verdunstungswaage, das Evaporometer von Piche sowie die in der Landwirtschaft vielfach gebrauchte Verdunstungskerze. Der erste Teil berichtet über Versuche über die Auswirkung von Energiezufuhr. Es ist eine lineare Beziehung zwischen dem Verhältnis der verdunsteten Menge der geheizten Schale zu jener der ungeheizten und dem Temperaturunterschied der Schalen gefunden. Die auftretende Konstante ist abhängig von der Windgeschwindigkeit. Im zweiten Teil wird die Temperaturverteilung an verdunstenden Flächen behandelt. Es zeigt sich, daß nur mit großer Einschränkung Schlüsse auf die Verdunstung der umgebenden Wasserfläche gemacht werden können. *H. Ebert.*

K. Büttner. Wärme- und Strahlungshaushalt des Menschen und des Frigorimeters. Strahlentherapie 48, 386—390, 1933, Nr. 2. Es ist gezeigt, daß besser als andere Apparate die vom Verf. nicht näher beschriebenen Probekörper nahezu alle Klimaeinschlüsse erfassen. *H. Ebert.*

Eugen Schweitzer. Cellophan im Dienste der Feuchtigkeitsmessung. Naturwissenschaft. 21, 784—787, 1933, Nr. 44. Cellophan, regenerierte Cellulose hat ein großes Durchlässigkeitsvermögen für Wasserdampf, so daß Folien aus diesem Material zum Schutz für Haarhygrometer dienen können. Cellophan, mit Kobaltchlorür getränkt, gibt einen guten Feuchtigkeitsindikator. Die Gestaltsänderung solcher Folien ist so groß, daß diese selbst anstatt der Haare für Hygrometer verwendet werden können. Der Berstdruck und die Wölbböhe sind ebenfalls als Anzeigemerkmale geeignet. *H. Ebert.*

Geophysikalische Berichte

National Research Council. Trans. Amer. Geophys. Union. Fourteenth Annual Meeting April 27, 28, 29, 1933. Published by the National Research Council of the National Academy of Sciences. 521 S. Washington, D. C., June 1933.

K. Jung.

V. Bjerknes. Verleihung der Buys Ballot-Medaille. Verslag Amsterdam 42, 102—107, 1933, Nr. 7.

E. Lancaster Jones. The rapid adjustment of observations in a network of geophysical stations by the method of least squares. Proc. Phys. Soc. 45, 792—807, 1933, Nr. 6. (Nr. 251.)

Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für die Jahre 1930 bis 1932. Aachen. Herausgegeben im Auftrage der Stadtverwaltung von O. Hoelper. Veröff. Meteorol. Observ. Aachen, 36—38, VII u. 70 S., 1933.

H. Ebert.

H. E. Mc Comb. Strong-motion seismograph equipment and installations. National Res. Counc. S. 268—272, 1933. Ein kurzperiodischer Seismograph zur Registrierung der drei Beschleunigungskomponenten starker Bodenbewegungen wird beschrieben.

K. Jung.

M. W. Braunlich. An accelerometer for recording strong earth-motions. National Res. Counc. S. 304—306, 1933. Nach einführenden Bemerkungen über die Vorteile äußerst kurzperiodischer Seismographen bei Messung der Beschleunigung starker Bodenbewegungen wird ein kurzperiodischer, dem Wood-Anderson-Seismographen ähnlicher Beschleunigungsmesser beschrieben.

K. Jung.

E. Rieckmann. Theorie des Schutzpendels. Vortrag, 9. D. Physikertag, Würzburg 1933. Phys. ZS. 34, 841—842, 1933, Nr. 22. Es wird darauf hingewiesen, daß eine genaue Kontrolle der Pendeluhr einen Erschütterungsschutz erfordert, der durch das Schutzpendelprinzip verwirklicht werden kann. Verf. umreißt die Theorie des Schutzpendels und die sich aus diesem ergebenden Baubedingungen. Das Schutzpendel sichert eine völlige Kompensation der Störungseffekte erster Ordnung: der Änderung des Uhrstandes durch Erdbeben. Verf. teilt das beachtliche Ergebnis, zu dem er durch umfangreiche Störungsrechnungen gelangt ist, mit, daß auch die Störungseffekte zweiter Ordnung durch die Schutzpendelkonstruktion beseitigt werden können. Das Pendel wird mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gebaut.

W. Keil.

O. von Gruber. Photogrammetrische Geräte. ZS. d. Ver. d. Ing. 77, 1177—1180, 1933, Nr. 44.

W. Viereck. Registriergerät für geringe Windgeschwindigkeiten. Meteorol. ZS. 50, 426—428, 1933, Nr. 11.

Kenneth Mellanby. A simple hygrometer for use in small spaces. Journ. scient. instr. 10, 349—351, 1933, Nr. 11.

H. Ebert.

Philip H. Prior. Paper Hygrometers. Nature 132, 857, 1933, Nr. 3344.

C. R. R. Bray. Paper Hygrometers. Nature 132, 857, 1933, Nr. 3344. Es wird ein Hygrometer mit Papier als Indikator empfohlen (siehe diese Ber. 14, 1509, 1933). Prior hebt die Abhängigkeit der Anzeige von der Windgeschwindigkeit hervor. Bray stellte mit einem Hygrometer, das ein Flügelrad aus Papier hatte, Versuche an, die Schwierigkeiten in der Gegend von 100 % relativer Feuchtigkeit aufzeigen.

H. Ebert.

Donald C. Barton and Maude Hickey. The continental margin at Texas-Louisiana Gulf Coast. National Res. Council. S.16—20, 1933. Längs der Golfküste von Texas und Louisiana erstreckt sich ein ausgeprägtes Schwereminimum. Unter verschiedenen Erklärungsmöglichkeiten bringt die Annahme einer mit leichten Sedimenten ausgefüllten Geosynklinale in einem dichteren, unter der Küste mehr granitischen, unter dem Golf mehr basaltischen Material die beste Übereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten Schwerewerten.

K. Jung.

Edwin J. Brown. New gravity-connection with Potsdam, Germany. National Res. Council. S.42—44, 1933. Die Anschlußmessungen Putnam's in Washington und Potsdam (1900) ergaben für Washington im Potsdamer Schweresystem den Wert 980,111 cm/sec², den die Netzausgleichung von Borass (1911) in 980,112 verbesserte. Neue Messungen zwischen Washington und Potsdam, ausgeführt von Vening Meinesz und Miller, ergaben höhere Werte: 980,120 und 980,118. Da Washington die Bezugsstation Amerikas ist, ist eine Entscheidung für viele Probleme der höheren Geodäsie wichtig. Im Winter 1932/33 hat der Verf. eine neue Anschlußmessung Washington—Potsdam durchgeführt. Kurze Angaben betreffen das Beobachtungsprogramm, die Apparate und den Beobachtungsort. Ergebnisse werden nicht mitgeteilt.

K. Jung.

W. R. Gherardi. Oceanographic work of the Hydrographic Office and the United States Navy during the past year. National Res. Council. S.180—193, 1933. Enthält u. a. eine Übersicht über die bisher mit Echolot ausgeloteten Teile des Pazifischen Ozeans, eine Karte der Bodengestaltung des Nordpazifik, eine Karte der 1932 von der internationalen Expedition im Unterseeboot vermessenen Schwerestationen Westindiens und eine Tabelle der Schwerewerte (Ort, beobachtete Schwere, topographische Korrektur, isostatische Anomalien und Freiluftanomalien) bezogen auf die Formeln von Bowie (1917) und Helmert (1915). Die Schwerewerte, bei denen das Vorherrschen des negativen Vorzeichens bemerkenswert ist, sind eine interessante Ergänzung der früheren Messungen von Vening Meinesz.

K. Jung.

W. S. Gripenberg. Über eine theoretisch mögliche Art der Paläothermie. Ark. f. Kemi, Min. och Geol. (A) 11, 1933, Nr. 11. (Schwedisch, mit deutscher und englischer Zusammenfassung.) Bei 35° Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik erhalten sämtliche Breiten die gleiche Menge Sonnenenergie, ebensoviel wie gegenwärtig der 36. Breitengrad. Das subtropische Durchschnittsklima der Erde, +15° C für die Luft und +17.4° für das ungefrorene Meer der Wasserhalbkugel, ist dann jederorts möglich. In Gebieten mit organischem Winterklima können kälteempfindliche Bäume ausdauern (Farnbaumklima). Reptilien finden günstige Lebensbedingungen. Kohle- und Erdbildung sowie paläozoische Vereisungen sind leicht erklärbar. Die Folge der Paläoklimate scheint durch Bewegung der Erdachse darstellbar.

Gripenberg.

Hermann Dunkel. Die scheinbare zenitale Geschwindigkeit der Sonne im täglichen und jährlichen Gang. Ann. d. Hydrograph. 61, 336—338, 1933, Nr. 10. Berechnet sind Diagramme der zenitalen Geschwindigkeiten dz/dt für die geographischen Breiten $\varphi = 0^\circ, 23^\circ 27', 45^\circ$ und $66^\circ 33'$ von 0 bis 24 Uhr MOZ. Greenwich mit stündlichem Intervall von 20 zu 20 Tagen. Sie enthalten die Sonnenauf- und -untergänge. Die Diagramme sind für alle Längen ohne Korrektur und für andere Breiten durch Interpolation benutzbar.

Sättlele.

P. Tolmatčev. L'hélium dans les gaz des sources thermales du Pamir. C. R. Leningrad (A) 1933, S.94—97, Nr. 6. (Russisch.)

H. Eberl.

Lord Rayleigh. Beryllium and Helium. I. The Helium Contained in Beryls of Varied Geological Age. Proc. Roy. Soc. London (A) **142**, 370—381, 1933, Nr. 847. Der Heliumgehalt von über 60 Beryllsorten wurde bestimmt. Die maximalen und die mittleren Gehalte sind nach geologischen Altersstufen geordnet, die folgenden:

	Alter:	Archaisch	Paläozoisch	Mesozoisch	Tertiär
Höchstgehalt		77,6	16,8	2,27	0,384
Mittlerer Gehalt . . .		6,98	1,47	0,157	0,0758

Wie ersichtlich, ist hoher Gehalt an He auf Mineralien von hohem geologischen Alter beschränkt. Daraus folgt, daß sich das Helium in geologischen Zeiträumen angehäuft hat. Eine kurze Diskussion der Entstehungsmöglichkeit wurde bereits früher vom Verf. gegeben. (Vgl. Nature **131**, 724, 1933; diese Ber. **14**, 1309, 1933.)

Scharnow.

Forrest Western and Arthur E. Ruark. The Half-Life of Actinouranium and the Problem of Geologic Time. Phys. Rev. (2) **44**, 675—681, 1933, Nr. 8. Die Ac-Reihe stammt von einem Isotop U^{235} oder von zwei genetisch zusammenhängenden Isotopen U^{239} und U^{235} ; nach Untersuchungen von Hahn-Meitner ist die erstere Annahme fast sicher die richtige. Nimmt man als Arbeitshypothese an, daß U^{235} das einzige langlebige U-Isotop sei, so kann man Beziehungen entwickeln, mit deren Hilfe man seine Zerfallskonstante λ_4 aus bekannten Daten über radioaktive Mineralien und Substanzen berechnen kann; dabei erhält man auch λ_1 für U^{238} , sowie das Alter von Mineralien. Die Ergebnisse hängen vom Wert des Abzweignungsverhältnisses von Ac ab, das zwischen 0,03 und 0,04 liegt. Mit diesen Extremwerten werden vier Minerale durchgerechnet, aber nur bei zweien davon kommt man zu brauchbaren Zahlen. Für das Abzweignungsverhältnis 0,03 erhält man: $\lambda_1 = 0,1514$, $\lambda_4 = 2,28 \cdot 10^9 a^{-1}$; mit 0,04 erhält man: $\lambda_1 = 0,1509$, $\lambda_4 = 179 \cdot 10^9 a^{-1}$. (Die Halbwertszeiten sind für U^{238} 4,58 bzw. $4,60 \cdot 10^9 a$, für U^{235} 3,10 bzw. $3,96 \cdot 10^9 a$.) Der beste Wert für U^{238} ist $(4,58 \pm 0,09) \cdot 10^9 a$. Existiert ein U^{39} mit einer gegen U^{235} langen Halbwertszeit, dann gilt λ_4 für U^{239} . Die vom Abzweignungsverhältnis unabhängigen Alterswerte sind für Bröggerit (Karlsruhe) $0,81 \cdot 10^9 a$, für Uraninit (Wilberforce) $1,04 \cdot 10^9 a$.

K. W. F. Kohlrausch.

R. Delaby, R. Charonnat et M. Janot. Nouvelles recherches sur la radioactivité des eaux du massif du Ballon d'Alsace. C. R. **197**, 1140—1142, 1933, Nr. 20. Die Untersuchungen über die Radioaktivität der Quellwässer aus dem Massif du Ballon d'Alsace werden fortgesetzt; es wird über Quellen mit kräftiger Aktivität berichtet.

K. W. F. Kohlrausch.

O. C. Hilgenberg. Vom wachsenden Erdball. Mit 28 Abbildungen und 2 Tafeln. 56 S. Charlottenburg 2, Selbstverlag, 1933. Es ist „der Versuch gemacht, die Wegenersche Hypothese mit einer auf den ersten Blick phantastisch anmutenden anderen Hypothese zu verquicken derart, daß alle Festländer der Erde in ihrer heutigen Größe als Bruchstücke der in sich geschlossenen Haut einer Kugel aufzufassen sind, deren Durchmesser nur ungefähr halb so groß wie der Durchmesser des heutigen Erdballs ist.“ Demnach würde die Erde im Laufe ihrer Entwicklung nicht zusammenschrumpfen, sondern fortgesetzt, wenn auch sehr langsam, an Ausdehnung gewinnen.

H. Ebert.

A. Hertwig, G. Früh und H. Lorenz. Die Ermittlung der für das Bauwesen wichtigsten Eigenschaften des Bodens durch erzungene Schwingungen. Mit 35 Abbildungen. 44 Seiten. Berlin, Verlag Julius Springer, 1933. [Veröff. d. Inst. d. D. Forschungsges. f. Bodenmechan. (Degebo) an d. Techn. Hochschule Berlin, Heft 1.] Es wird über ein Verfahren

berichtet, nach welchem möglichst viele bautechnische Kennziffern des Erdbodens gefunden werden sollen. Im Gegensatz zu statischen Versuchen, bei denen man nur eine Kennziffer des Bodens gewinnt, werden durch dynamische Versuche mehrere Kennziffern geliefert. Die Untersuchung geschieht auf folgendem Wege: der Boden wird durch periodische Kräfte in erzwungene gedämpfte Schwingungen verschiedener Frequenz versetzt. Als „Schwinger“ dient eine nach Angabe der Verff. von der Firma Losenhausen in Düsseldorf gebaute Schwingungsmaschine, die durch ein System gegenläufig rotierender exzentrischer Massen auf den Boden sinusförmige Kräfte bzw. Drehmomente ausübt. Gemessen wird die durch die gedämpfte Schwingung verzehrte Energie, die Größe der Schwingungsausschläge des Schwingers und des Bodens an verschiedenen Stellen, die Reichweite der Erschütterungen, die Phasendifferenz zwischen Erregung und Schwingung, die Senkungen des Bodens, alle diese Größen in Abhängigkeit von der Frequenz, der Erregungsintensität und der Zeit. Die Versuchsgeräte und die Versuchsdurchführung werden eingehend beschrieben. Zur Deutung der Versuche wird eine einfache Theorie entwickelt. Dieser liegt die Annahme zugrunde, daß die Schwingungsmaschine zusätzlich eines gewissen Teiles des unter ihr befindlichen Erdbodens als Massenpunkt auf elastischer Unterlage betrachtet werden kann. Die Dämpfung wird der Geschwindigkeit proportional gesetzt. Diese Annahmen werden begründet. Für erzwungene Schwingungen eines solchen Systems mit der Erregung $P = e \sin \omega t$ gilt die Gleichung $M\ddot{y} + b\dot{y} + cy = e \sin \omega t$. Dabei bedeuten y die Auslenkungen des Bodens, M die schwingende Masse, b den Dämpfungskoeffizienten, c die Federkonstante der elastischen Unterlage. M , b und c sind frei verfügbare Konstanten, die durch den Versuch ermittelt werden sollen. Zur bequemeren Auswertung sind

statt dessen die Größen $\alpha = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c}{M}}$ (Eigenschwingungszahl), $\alpha_1 = \frac{1}{2\pi M} \sqrt{cM - \frac{b^2}{2}}$

und $\lambda = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{b}{2M}$ (Dämpfungszahl) eingeführt. Es werden verschiedene Auswertungsverfahren angegeben und die gewonnenen Ergebnisse miteinander verglichen. Es zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung der Werte α und der Werte α_1 , während die Dämpfungszahlen λ ziemlich stark streuen. Die Gründe für die Unsicherheit von λ liegen teils in der Berechnungsart, teils in der vereinfachten Theorie. Zur Kennzeichnung des Bodens werden die Werte α und λ und außerdem die gemessenen Gesamtsetzungen herangezogen. Am Schluß der Arbeit sind die untersuchten Bodenarten nach den Schwingungszahlen α geordnet. Die statische Tragfähigkeit des Bodens nimmt mit steigendem α zu. Deutler.

S. K. Banerji and M. D. Manohar. On the Artificial Vibrations of Ground. Indian Journ. Phys. 8, 95—121, 1933, Nr. 2. Durch Fallenlassen eines bekannten Gewichts aus bekannter Höhe wird dem Erdboden ein bestimmter Impuls gegeben. Die Bodenbewegung wird in allen drei Komponenten gemessen. Die Registrierungen beginnen mit einem plötzlichen Einsatz, dem regelmäßige Schwingungen mit Perioden von etwa 0,5 und 0,014 sec folgen. Die kurze Schwingung wird als Eigenschwingung des Beobachtungshauses erkannt. Die Amplitude der horizontalen Bodenbewegung nimmt mit der Entfernung etwa nach dem Gesetz $1/\sqrt{r}$ ab. Die Amplitudenabnahme, die Periode und das Amplitudenverhältnis der horizontalen zur vertikalen Komponente stimmen mit der Theorie von Lamb gut überein. Aus den Beobachtungen ergibt sich der Righeitsmodul des Erdbodens zu $9,82 \cdot 10^7$ CGS-Einheiten. Jung.

M. Biot. Theory of elastic systems vibrating under transient impulse with an application to earthquake-proof buildings.

Proc. Nat. Acad. Amer. 19, 262—268, 1933, Nr. 2. Theoretische Betrachtungen über die Schwingungen eines Gebäudes infolge von Erdbeben. *W. Schneider.*

L. Don Leet. Velocity of Elastic Waves in Granite and Norite. Physics 4, 375—385, 1933, Nr. 10. National Res. Counc. 3, 288, 1933. Versuche an einer Granitstrecke von etwa 2 km und einer Noritstrecke von etwa $3\frac{1}{2}$ km. Aus seismischen Messungen von Dynamitexplosionen ergab sich für Longitudinalwellen 5,14 (6,22), für Transversalwellen 2,70 (3,49), für Rayleighwellen 2,19 (2,79) km/sec im Granit (Norit). Aus Dichte, Kompressibilität und den Geschwindigkeiten werden die übrigen elastischen Konstanten errechnet. Vergleich mit Laboratoriumsmessungen, Folgerungen für die Geologie. Wiedergabe einiger Seismogramme. *Mesmer.*

Genrokuro Nishimura, Takeo Takayama and Kiyoshi Kanai. On Stresses in the Interior and in the Vicinity of a Horizontal Cylindrical Inclusion of Circular Section in a Gravitating Semi-infinite Elastic Solid. (II.) Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 11, 454—487, 1933, Nr. 3. Mathematische Untersuchung des im Titel genannten Problems. Zahlenmäßige Ergebnisse werden in zahlreichen Tabellen und Figuren mitgeteilt. *K. Jung.*

Chûji Tsuboi. Vertical Crustal Displacement in the Seismic Region of Itô, on the East Coast of the Idu Peninsula. Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 11, 488—499, 1933, Nr. 3. Auf einem nordsüdlich gerichteten Linienzug längs der Ostküste der Idu-Halbinsel wurden seit 1923 fünf Präzisionsnivelements ausgeführt, um den Zusammenhang zwischen Erdbeben und Niveauänderungen zu verfolgen. Die festgestellten Niveauänderungen waren so stark, daß ihr zeitlicher Verlauf bei der Auswertung jedes einzelnen Nivellements in Rechnung gezogen werden mußte, wozu eine einfache Methode angegeben wird. Das Ergebnis zeigt, daß sich die Mitte des Linienzuges im Vergleich zu den Enden seit 1923/24 um fast 4 m gehoben hat. Dabei war die Hebungsgeschwindigkeit kurz vor dem in einiger Entfernung zerstörend aufgetretenen Beben vom 26. November 1930 etwa doppelt so groß als nachher. Der Punkt größter Hebungsgeschwindigkeit blieb nicht fest, sondern wanderte vor dem genannten Beben mit einer Geschwindigkeit von 1 km im Monat nordwärts. *K. Jung.*

Seismometrical Report of the Earthquake Research Institute Tôkyô Imperial University. 1933, Part I (January 1—March 31, 1933). 7 S.

Hiroshi Kawasumi. Study on the Propagation of Seismic Waves. (II.) Amplitude of Seismic Waves with the Structure of the Earth's Crust and Mechanisms of their Origin. Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 11, 403—453, 1933, Nr. 3. *H. Ebert.*

Perry Byerly and Neil R. Sparks. The first preliminary waves of the California earthquake of June 6, 1932. National Res. Counc. S. 254—256, 1933. Registrierungen in Herdentfernungen bis über 1500 km lassen mehrere *P*-Einsätze erkennen. Die Laufzeitkurven sind innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit gerade. Drei parallele Laufzeitkurven in einigen Sekunden Abstand entsprechen der Geschwindigkeit 7,7 km/sec, zwei weitere Laufzeitkurven den Geschwindigkeiten 7,4 und 7,0 km/sec. *K. Jung.*

R. R. Bodle. Epicenter-determination. A discussion of methods. National Res. Counc. S. 261—268, 1933. Der Verf. schlägt vor, nach ungefährer Bestimmung des Epizentrums aus der Differenz zwischen *P*- und *S*-Einsatz die genauere Herdbestimmung aus den absoluten *P*- (oder *S*-) Laufzeiten vorzunehmen unter geeigneter Annahme verschiedener Herdzeiten. Das Verfahren wird in verschiedener Weise an einigen Beispielen durchgeführt. *K. Jung.*

L. H. Adams. Velocities of wave-transmission in rocks. National Res. Counc. S. 286—287, 1933. Messungen der Kompressibilität verschiedener Gesteine unter Drucken von mehr als 10 000 Atm. ergaben: die Geschwindigkeit longitudinaler Wellen in Gabbrogesteinen in 50 km Tiefe ist 7,3 km/sec; die einzigen bekannten Gesteinsarten, in denen Geschwindigkeiten von 8,0 km/sec und mehr vorkommen können, sind Peridotit und Eklogit; die Geschwindigkeit in metallischem Eisen ist geringer als in irgendeinem Erstarrungsgestein, ausgenommen Granit.

K. Jung.

H. M. Rutherford. The interpretation of reflection-seismograms. National Res. Counc. S. 289—303, 1933. Eine ziemlich ausführliche Darstellung der Theorie der seismischen Reflexionsmethode mit Angabe praktischer Verfahren zur Bestimmung der Lage reflektierender Schichtgrenzen.

K. Jung.

Dean S. Carder. The travel-times of the *P*- and *S*-waves from Mexican earthquakes. National Res. Counc. S. 322—324, 1933. Eine neue Kurve der *S*—*P*-Differenzen zwischen 10 und 60° Herdentfernung wird mitgeteilt.

K. Jung.

Frank Neumann. The transmission of seismic waves. National Res. Counc. S. 329—335, 1933. Die Laufzeitkurve der *P*-Einsätze des Kuba-Bebens vom 3. Februar 1932 zeigt nicht den allgemein angenommenen glatten Verlauf, sondern scheint eher aus mehreren geradlinigen Stücken zu bestehen. Ausgeprägte Knicke liegen in Herdentfernungen von 2100, 3100 und 5500 km und deuten Unstetigkeitsflächen in 350, 800 und 1200 km Tiefe an. Schärfere Einsätze zwischen dem *P*- und *S*-Einsatz treten vielfach auf und können wohl auch als Wirkung dieser Unstetigkeitsflächen angesehen werden.

K. Jung.

E. W. Eickelberg. Magnetic anomalies in Alaska. National Res. Counc. S. 116—118, 1933. Zwei Beispiele besonders starker Störungen der Deklination, ihre Bedeutung für die Schifffahrt. Mit zwei Kartenskizzen.

K. Jung.

Rosendo O. Sandoval. Magnetic work of the National Astronomical Observatory of Mexico. National Res. Counc. S. 121—123, 1933. Enthält Karten der magnetischen Deklination, Inklination und Horizontalintensität in der Republik Mexiko.

K. Jung.

A. G. Mc Nish. The apparent effect of magnetic activity upon the secular variation of the earth's magnetic field. National Res. Counc. S. 139—144, 1933. Der Einfluß magnetischer Stürme auf die säkulare Änderung der Horizontalintensität kann von zweierlei Art sein. In Jahren starker Aktivität wird die Horizontalintensität wegen des wesentlich negativen Vorzeichens der Nachstörung im Mittel etwas geringer erscheinen als in Jahren schwacher Aktivität. Andererseits ist zu erwarten, daß die mit weltweiten magnetischen Stürmen verbundene Verstärkung des magnetischen Flusses die Magnetisierung der Erdmassen ein wenig verstärkt und eine Verstärkung des erdmagnetischen Feldes hervorruft, so daß die Horizontalintensität trotz vorangegangener zeitweiser Schwächung nach der Störung ein wenig stärker ist als vorher. Statistische Untersuchungen zeigen, daß der erste Effekt deutlich ausgeprägt ist, der zweite sich nur in untergeordneter Weise, teils gar nicht, bemerkbar macht.

K. Jung.

Albert Nodon. Sur les repercussions terrestres des variations de l'activité solaire. C. R. 197, 907—908, 1933, Nr. 17. Elektromagnetische und atmosphärische terrestrische Störungen werden nicht den sichtbaren Flecken und Fackeln zugeschrieben, da kein wesentlicher Unterschied zwischen minimaler und maximaler Sonnentätigkeit vorhanden, sondern den von Deslandres und

d'A z a m b u y a erwähnten unsichtbaren Störungsherden. Von Juni—September wird ein solcher unsichtbarer Herd verfolgt und mit Wetterstürzen in Südwestfrankreich in enge Beziehung gebracht. Die Notwendigkeit solcher Beobachtungen wird hervorgehoben. Genannte Störungen durch sichtbare Flecken und Fackeln scheinen nur dann vorzukommen, wenn diese als Begleiter von unsichtbaren Störungsherden auftreten.

Sättele.

Karl G. Jansky. Electrical disturbances apparently of extraterrestrial origin. Proc. Inst. Radio Eng. **21**, 1387—1398, 1933, Nr. 10. Beobachtungen von der Dauer eines Jahres haben zur Auffindung von elektromagnetischen Wellen unbekannten Ursprungs geführt. Sie müssen auf Grund der Messungen von einer Quelle außerhalb des Sonnensystems kommen. Die Koordinatenermittlung dieses Ortes ergab eine Rektascension von 18 Stunden und eine Deklination von -10° , wobei erstere mit $\pm 7,5^\circ$, letztere nur mit $\pm 30^\circ$ Genauigkeit festgelegt werden konnte.

Schmerwitz.

T. R. Gilliland. Continuous measurements of the virtual heights of the ionosphere. Proc. Inst. Radio Eng. **21**, 1463—1475, 1933, Nr. 10. Ein Bericht über Dauerregistrierungen der wirksamen Höhe der ionisierten hohen Atmosphärenschicht mit Wellen von 4100 Kilohertz. Sender und Empfänger standen im gleichen Raum. Die Registrierungen zeigen die Veränderlichkeit besonders zur Nacht. Am Morgen und Nachmittag wurden Reflexionen von der F-Region in 240 km Höhe festgestellt. Oft teilt sich diese Schicht gegen Mittag, worauf die eine Komponente langsam schwächer wird und verschwindet, die andere zu Höhen von 300 bis 320 km aufsteigt und dann allmählich wieder fällt, um sich in 240 km Höhe mit der wieder vor Sonnenuntergang auftauchenden anderen Komponente zu vereinigen. Da der Wechsel der Erscheinungen in der Nacht im allgemeinen sehr unregelmäßig ist, sind noch Beobachtungen über längere Zeiträume und mit anderen Frequenzen erforderlich, um Einflüsse, die von magnetischen Stürmen, Meteorschwärmen, Sonnenflecken oder Gewittern herrühren könnten, festzustellen.

Schmerwitz.

E. T. Burton and E. M. Boardman. Audio-frequency atmospherics. Proc. Inst. Radio Eng. **21**, 1476—1494, 1933, Nr. 10; auch Bell Syst. Techn. Journ. **12**, 498—516, 1933, Nr. 4. Verschiedene Arten atmosphärischer Empfangsstörungen in hörbaren Frequenzen werden untersucht und beschrieben. Ihre Abhängigkeit von täglichen und jahreszeitlichen atmosphärischen Veränderungen und magnetischen Störungen werden zu Erklärungsversuchen herangezogen.

Schmerwitz.

Mme F. Bayard-Duclaux. Influence de l'eau d'imbibition des roches sur leur conductibilité électrique. C. R. **197**, 854—856, 1933, Nr. 16. Eine Reihe verschiedener natürlicher Gesteinsarten wurde auf den Einfluß des Wassergehaltes auf die elektrische Leitfähigkeit untersucht. Nach Bestimmung der Leitfähigkeit und des Gewichtes im ursprünglichen Zustand wurden diese Größen nach dreitägiger Trocknung im elektrischen Ofen gemessen. Es ergaben sich jetzt Leitfähigkeiten, die unterhalb des Meßbereiches der Methode lagen, also praktisch Null waren. Der Wasserverlust durch Trocknung betrug bis zu 1 Gewichtsprozent. Wurden die Gesteine wieder der Zimmerfeuchtigkeit ausgesetzt, so stieg mit gleichmäßiger Zunahme der absorbierten Wassermenge die Leitfähigkeit zuerst sehr langsam und nach einer gewissen Aufnahmemenge plötzlich sehr stark an. Die Oberflächenleitfähigkeit verursacht keinen großen Beitrag zur Gesamtleitfähigkeit.

Schmerwitz.

H. E. Hollmann und K. Kreielsheimer. Selbsttätige Registrierung der Heavysideschicht. Elektr. Nachr.-Techn. **10**, 392—396, 1933, Nr. 10. Ein weiterer experimenteller Beitrag zur automatischen Aufzeichnung von Radioechos

von der Kennelly-Heavisideschicht. Die Vorteile einer linearen Zeitachse werden benutzt und an Registrierungsbeispielen gezeigt, die gelegentlich des Internationalen Polarjahres in Norwegen gewonnen waren. Durch Neigen des Koordinatensystems des Echooszillogramms gegen die Zeitachse kann der Schicht- und Amplitudenverlauf ermittelt werden. *Schmerwitz.*

G. J. Elias, C. G. A. von Lindern und G. de Vries. Messungen der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht. *Elektr. Nachr.-Techn.* 10, 400—404, 1933, Nr. 10. Mit einer kurz beschriebenen, an bekannte Methoden anknüpfenden Registriereinrichtung sind seit September 1932 Reflexionsmessungen an der Kennelly-Heaviside-Schicht vorgenommen worden. Es wurden im wesentlichen drei Schichten ermittelt. Schicht 1 mit einer Höhe von 200 bis 250 km. Ihr Reflexionskoeffizient wird aus Mehrfachreflexionen zu 0,92 bis 1,0 ermittelt. Schicht 2, die häufig in der Nacht zu beobachten ist, tritt regelloser auf und besitzt eine Höhe von ungefähr 400 km. Schicht 3 zeigt sich sowohl am Tage wie in der Nacht, aber zu ganz unregelmäßigen Zeiten, jedoch immer auf derselben Höhe von etwa 100 km. Schicht 3 und 1 entsprechen der E- und F-Region von Appleton. Aus einer Berechnung wird die Temperatur der höheren Schichten zu 400 bis 500° C vermutet. *Schmerwitz.*

K. A. Norton. Ionisation of the Ionosphere. *Nature* 132, 676, 1933, Nr. 3339. Die theoretische Beziehung zwischen der Ionendichte der Ionosphäre und der kritischen Frequenz wird, durch eine vorausgegangene Bemerkung von L. Tonks veranlaßt, in der Form: $N = (\pi m/e^2) \cdot f^2$ neu abgeleitet. N bedeutet die Dichte, f die Frequenz. Es fällt der Faktor $^{3/2}$, der bei früheren Arbeiten verwendet wurde, fort. *Schmerwitz.*

G. Todesco. Ricerche sperimentali sulla propagazione di un'onda elettromagnetica in un mezzo ionizzato magnetoattivo. *Cim. (N.S.)* 10, 243—259, 1933, Nr. 6. Die Wellen eines Kurzwellensenders ($\lambda = 18$ cm) werden durch eine Glühkathodenröhre geschickt, die sich in einem Magnetfeld befindet, das die Elektronen in Zykloidenbahnen zwingt. Es ergibt sich eine starke Absorption der Hertzischen Wellen, wenn die Umlauffrequenz der Elektronen der Frequenz der Wellen entspricht. Der Verf. betrachtet seine Versuche als die erste experimentelle Bestätigung im Laboratorium der Voraussage Appletons, daß die Welle 214 m, für welche das erdmagnetische Feld im obigen Sinne als kritisch anzusehen ist, bei ihrer Fortpflanzung um die Erde anormale Absorption erfahren soll. *K. Przibram.*

T. Minohara and Y. Ito. Measurements of the ionized Layer heights in Japan. *Rep. Radio Res. Japan* 3, 99—113, 1933, Nr. 2. Es wird die von den Verff. für Messungen an den Kennelly-Heaviside-Schichten benutzte Versuchsanordnung beschrieben. Verwendet wurde die Impulsmethode von Breit und Tuve. Der Sender bestand aus einem Impulsgenerator, einem kristallgesteuerten Hochfrequenzgenerator, einem dreistufigen Verstärker und der Antennenanordnung. Als Empfänger wurde ein 7 Röhren-Superheterodyn verwendet. Die einzelnen Teile werden eingehend besprochen. *Bleichschmidt.*

T. Minohara and Y. Ito. Effect of the Leonid meteor shower on the ionized upper atmosphere. *Rep. Radio Res. Japan* 3, 115—125, 1933, Nr. 2. Es wurden Messungen über die Höhe der ionisierten Schichten während des Auftretens der Leoniden-Meteorschwärme ausgeführt, die einen starken Einfluß dieser Meteorschwärme erkennen lassen. Die Echos der Radiowellen von der oberen Atmosphäre nehmen außerordentlich zu. Die Meteore bilden Ionenwolken in der Atmosphäre, und zwar ionisieren die kleinen Meteore in der oberen, die

großen dagegen in der unteren Zone. Die von großen Meteoren verursachten Ionenwolken können nach Ansicht der Verff. eine der Ursachen sein für die große Verschiedenheit im Ionisationsgrad der oberen Atmosphäre und für die Änderungen in der Ausbreitungsart der Radiowellen.

Blechschmidt.

T. R. Gilliland. Note on a multy-frequency automatic recorder of ionosphere heights. Bur. of Stand. Journ. of Res. 11, 561—566, 1933, Nr. 4. Es wird eine Anordnung beschrieben, die selbsttätig eine Kurve: Virtuelle Höhe der Ionosphäre in Abhängigkeit von der Frequenz aufzeichnet. Verwendet wird die Methode von Breit und Tuve, die ankommenden Zeichen werden mit einem Galvanometer-Oszillographen aufgeschrieben. Sender- und Empfängerfrequenz werden in Abständen von 1 Minute selbsttätig um 200 Kilohertz zwischen 2500 und 4000 Kilohertz synchron geändert. Frequenzen bis zu 3000 Kilohertz wurden zur Mittagszeit von der *E*-Zone (120 km) reflektiert, darüber hinaus von der *F*₁-Zone (200 km); zwischen 3800 und 4100 Kilohertz erfolgte der Übergang zur *F*₂-Zone (280 km und höher). Im Gebiet des Überganges von *E* zu *F*₁ fielen die Reflexionen oft ganz aus, an der Grenze von *F*₁ und *F*₂ wurden häufig virtuelle Höhen von 800 bis 900 km beobachtet. Abends traten Reflexionen von der *E*-Zone nicht mehr auf und die großen Höhen zwischen dem *F*₁- und *F*₂-Bereich waren weniger vorhanden. Bei Sonnenuntergang war die Kurve beinahe eine Gerade, die virtuelle Höhe war unabhängig von der Frequenz. Nachts kehren die höchsten Frequenzen nicht zurück, außerdem werden wieder sehr große Höhen beobachtet. Zu dem traten Doppelbrechungen auf.

Blechschmidt.

C. S. Beals. Low Auroras and Terrestrial Discharges. Nature 132, 245, 1933, Nr. 3328. In Kanada wurden bei den mit Geräusch verbundenen Nordlichtern in geringeren Höhen Ozongerüche beobachtet, die auf elektrostatische Entladungen hinweisen.

Schnitger.

L. Vegard. The Auroral Spectrum and the Upper Atmosphere. Nature 132, 682, 1933, Nr. 3339. Inhaltsangabe einer auf dem Leicester-Meeting der British Association am 7. September vorgetragenen Arbeit. Interferometrische Messungen der grünen Nordlichtlinie ergaben ihre Identität mit der grünen Nachthimmellinie. Die Linie zeigt keinen Dopplereffekt. Das Nordlichtspektrum zwischen der Grenze des Ultraviolett und 9000 Å wurde erforscht. Außer von der grünen Linie ist das Nordlichtspektrum beherrscht von negativen und positiven Stickstoffbanden. Viele Banden gehören zur ersten positiven Gruppe. Die Bande oder Linie bei 5230 Å gehört zum gasförmigen oder festen Stickstoff. Im Ultravioletten erscheint eine dem festen Stickstoff angehörige Bande. Im Roten erscheinen die Sauerstofflinien 6302 und 6365 Å; Linien, die zu höheren Sauerstoffzuständen gehören, treten nicht auf. Wasserstoff- und Heliumlinien sind fast nicht zu beobachten. Intensitätsänderungen der Spektren mit dem Nordlichttyp, der Sonnenfleckentätigkeit und der Höhe werden untersucht. Die Intensitätsverteilung innerhalb der negativen N₂-Banden ergibt eine Emissionstemperatur von — 30° C. Es wird angenommen, daß Stickstoff durch die Wirkung einer kurzwelligen Sonnenstrahlung in große Höhen transportiert wird. Der Zustand der hohen Atmosphäre ähnelt dem der Sonnenkorona, und es wird ein Bild dieser Erdkorona entworfen, das sich auch den Beobachtungen über Radiowellen-Echo einfügt.

Rütschl.

Tomozo Nakai. Correlation of radio atmospherics with meteorological conditions. Rep. Radio Res. Japan 3, 155—175, 1933, Nr. 2. Aus den Beobachtungen zweier Jahre glaubt Verf., in Verbindung mit Arbeiten auch anderer japanischer Autoren, folgende Zusammenhänge zwischen atmosphärischen Störungen, wie sie von einem auf 30 000 Hertz abgestimmten Empfänger aufgenommen werden, und den meteorologischen Verhältnissen ab-

zeiten zu können. 1. Atmosphärische Störungen kommen am häufigsten aus der Richtung, in der sich ein in rascher Bewegung begriffenes Störungsgebiet (Tief) befindet. 2. Atmosphärische Störungen werden von Taifunen verursacht, in denen ein Luftdruck von weniger als 740 mm Hg herrscht. Zusammenhänge mit Jahreszeiten und Sonnenhöhe werden vermutet. Starke atmosphärische Störungen werden zuweilen gleichzeitig an Orten beobachtet, die 10 000 km entfernt sind, so daß ihre Reichweite sehr groß zu nennen ist. *Adelsberger.*

P. Perlewitz. Polarlichtbeobachtung im Freiballon über Hamburg am 13. August 1933. *Ann. d. Hydrograph.* 61, 340—341, 1933, Nr. 10. In 1600 m Höhe wurde im Azimut Nord zu West, etwa von 340 bis 360°, ein Nordlicht aus vier parallelen hellen Strahlenbüscheln, die vom Horizont senkrecht nach oben strahlten, ohne Unruhe zu zeigen, und etwa gleiche Breite hatten, beobachtet. Die Erscheinung war etwa 4 Minuten sichtbar. *H. Ebert.*

Georg Stetter und Josef Schintlmeister. Mitteilungen des Institutes für Radiumforschung Nr. 322. Eine Methode zur Untersuchung von Körperkularstrahlen mit einer Doppelkammer und dem Doppelröhrenelektrometer. *Wiener Anz.* 1933, S. 252, Nr. 21. *H. Ebert.*

Victor F. Hess und Rudolf Steinmaurer. Ergebnisse der Registrierung der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m) bei Innsbruck vom 1. September 1931 bis 30. November 1932. I. Teil: Analyse der Strahlungsschwankungen. *Berl. Ber.* 1933, S. 521—542, Nr. 14/15. Verff. berichten sehr ausführlich über ihre Dauerregistrierung der Höhenstrahlung. Sie benutzten die von Steinke angegebene Standardapparatur, wie sie im Rahmen der Gemeinschaftsarbeit von einer ganzen Anzahl Stationen benutzt wird. Es sind folgende Ergebnisse zu nennen: Der Barometereffekt ergab sich bei längeren Beobachtungen recht konstant zu 10,1 bis 11,6 mJ/mm Hg bei Vollpanzer und 25 mJ/mm Hg bei Halbpanzer. Die mittlere Intensität betrug 2,75 J bei Vollpanzer und 4,56 J bei Halbpanzer (sämtlich reduziert auf 580 mm Hg). Verff. erhalten bei Vollpanzer einen ganz schwachen „äußeren Temperatureffekt“, d. h. eine Abhängigkeit der Ionisation von der Freilufttemperatur. Der „innere Temperatureffekt“, also die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Gastemperatur, ist durch die Art des Aufbaues der Apparatur ausgeschaltet. Ein jahreszeitlicher Gang ist nicht feststellbar. Bei Vollpanzer ergibt sich ein Hauptmaximum um 13 bis 14 Uhr und noch ein Nebenmaximum um 7 bis 8 Uhr. Ein direkter Temperatureinfluß, wie er von Messerschmidt zur Erklärung des täglichen Ganges herangezogen wurde, versagt bei der Deutung der beiden Maxima. Auch bei Halbpanzermessungen zeigt sich ein täglicher Gang mit den beiden Maximalwerten zu den gleichen Zeiten. Jedoch ist das mittägliche Maximum stärker ausgeprägt als bei Vollpanzer. Ganz allgemein liegen die Tagwerte höher als die Nachtwerte. Bei Vollpanzermessungen ist eine sternzeitliche tägliche Periode nicht nachweisbar. Auch bei Halbpanzermessungen ist in 2400 Beobachtungsstunden keine reelle Sternzeitschwankung feststellbar. Es zeigen sich auch ganz eindeutig unregelmäßige längere Änderungen der nach dem Barometer korrigierten Intensitätswerte, also die sogenannten Schwankungen zweiter Art, wie sie schon von mehreren Autoren beobachtet worden sind. *Kühn.*

Rudolf Steinmaurer und Heinz Graziadei. Ergebnisse der Registrierung der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m) bei Innsbruck. II. Teil. Meteorologische und solare Einflüsse auf die Ultrastrahlung. *Berl. Ber.* 1933, S. 672—685, Nr. 21/22. In Fortsetzung der Arbeit von Hess und Steinmaurer (vgl. vorstehendes Referat) über die Ergebnisse der Registrierungen der Höhenstrahlung am

Hafelekar wurden nun mehr von den Verff. meteorologische und solare Einflüsse auf die Strahlungsintensität behandelt. Die Beziehung zwischen absoluter Feuchtigkeit, Bewölkung und Temperatur zeigt den Einfluß des Wasserdampfgehaltes der überlagernden Luftschichten, entsprechend wie den der Außentemperatur ($-0,47\%$ /Grad). Er macht sich durch Absorption, andererseits auch durch Auslösung einer weichen Streustrahlung bemerkbar. Doch reicht die Absorption mit einem $\mu/\rho = 2,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ nicht für den gemessenen Effekt aus. Der Temperatureffekt ist wahrscheinlich durch den Feuchtigkeitseffekt zu erklären. Ähnlich verwickelt liegt der Zusammenhang mit der Besonnung; ihr Einfluß hat aber mit dem solaren nichts zu tun. Dieser besteht in dem Überwiegen der Tag- über die Nachtwerte um $3,6\%$. Die Erhöhung der Strahlungsstärke bei Schneefall ist deutlicher bei Vollpanzer als bei Halbpanzer, die Wirkung macht sich in Schwächung der Primärstrahlung, Erregung einer weichen Streustrahlung und zusätzlicher radioaktiver Strahlung bemerkbar. Ein Zusammenhang zwischen Sonnenflecken, Relativzahlen und Tagesgang der Intensität läßt sich nicht feststellen. Vielleicht deutet die um 10 bis 15 Tage verspätete Erhöhung der Strahlung auf einen diesbezüglichen Einfluß. Magnetische Gewitter scheinen eine Intensitätsabnahme der Strahlung zu bewirken. *Kolhörster.*

V. F. Hess, R. Steinmaurer und H. Graziadei. Meteorologische und solare Einflüsse auf die Intensität der Ultrastrahlung nach Beobachtungen auf dem Hafelekar-Observatorium 1931—1933. *Helv. Phys. Acta* 6, 480—482, 1933, Nr. 7. Vgl. vorstehende Referate. *Kolhörster.*

Werner Kolhörster. Die Natur der Höhenstrahlung. Vortrag 9. D. Physikertag, Würzburg 1933. *Phys. ZS.* 34, 809—819, 1933, Nr. 22. Zusammenfassende Darstellung der neuen experimentellen Ergebnisse über Höhenstrahlung mit Literaturübersicht. *Kolhörster.*

Werner Kolhörster. Nachweis koinzidierender, gerichteter Höhenstrahlen unter 500 m Wasseräquivalent. *Berl. Ber.* 1933, S. 689—693, Nr. 23. Mit zwei koinzidierenden Zählrohren ($r_v = r_\theta = 1,4 \text{ cm}$, $l_v = l_\theta = 45,0 \text{ cm}$) in „G“-Anordnung wurden unter 500 m Wasseräquivalent im Berlepschacht in Staßfurt noch 5,3 systematische Koinzidenzen/Stunde bei horizontal übereinanderliegenden Zählrohren gefunden, unter 1000 m Wasseräquivalent dagegen keine mehr, bei dreistündiger Beobachtungszeit. Die härtesten Höhenstrahlen durchdringen also mehr als 500 m Wasser, ihr Absorptionskoeffizient (μ/ρ) ist kleiner als $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, ihre Energie größer als 10^{11} eVolt . Die Strahler sind überwiegend nach der Vertikalen orientiert. Ihr Verhalten beim Durchsetzen von Materie und ihre Beziehung zu den weicheren Höhenstrahlen wird besprochen. Eine Strahlung dieser Art besitzt die Eigenschaften, welche eine Korpuskularstrahlung aufweisen muß, um die negative Erdladung aufrechtzuerhalten.

Kolhörster.

W. Kolhörster und L. Tuwim. Spezifische Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlung in freier Luft und hinter 10 cm Blei in Seehöhe. *ZS. f. Phys.* 86, 530—531, 1933, Nr. 7/8. Durch Beobachtungen in Seehöhe wurde die spezifische Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlen in freier Luft und hinter 10 cm Blei im Mittel über alle Neigungswinkel der Zählrohrachsen zur Vertikalen zu $G = 0,55$ bzw. $G_{10 \text{ cm Pb}} = 0,70$ bestimmt. Sie ist also vermutlich kleiner als Eins für das in freier Luft bzw. hinter 10 cm Blei vorhandene Höhenstrahlungsgemisch. Die spezifische Koinzidenzfähigkeit erweist sich nach den experimentellen Ergebnissen als Funktion der Energie der koinzidierenden Strahlen. Ohne gleichzeitige G -Bestimmungen sind demnach Absorptionsmessungen mit

Koinzidenzen nicht mehr auswertbar. Die Richtungsverteilung koinzidierender Strahlen muß sich daher auch schon aus diesem Grunde von derjenigen der gesamten Höhenstrahlen merklich unterscheiden.

Kolhörster.

E. L. Hill. Notes on Positive Electrons and Cosmic Rays. Rev. Scient. Instr. (N.S.) 4, 570—571, 1933, Nr. 11. Bericht über neue Arbeiten über Positronen und Höhenstrahlen. 1. Thibaud (Nature 132, 480, 1933) konnte zeigen, daß ein elektromagnetisches Feld die Bahnen der in einem magnetischen Kraftfeld abgelenkten Positronen weiter beeinflußt. Der Vergleich der Positronenbahnen mit denen von Elektronen ergibt innerhalb der Versuchsfehler $-e/m_0 = +e/m_0$. 2. Die von Kolhörster entdeckten härtesten Höhenstrahlen (Nature 132, 407, 1933; Berl. Ber. 1933, S. 689) mit Energien über 10^{11} eVolt dürften die primären sein, aus denen die weicheren entstehen. Sie besitzen die Eigenschaften, welche eine korpuskulare Strahlung haben sollte, um die negative Erdladung aufrechtzuerhalten. 3. v. Weizsäcker, Bothe und Kolhörster zeigten den korpuskularen Charakter der Höhenstrahlung und diskutierten danach Breiten effekt und magnetische Ablenkungsversuche im Laboratorium. Skobelzyn schlug für letztere Versuche auf Sättigung magnetisiertes Eisen vor. Da Rossi, Tuve, Mott-Smith (Curtis mit positivem Ergebnis wird nicht erwähnt) keinen Einfluß des Magnetfeldes fanden, wurde die Frage aufgeworfen, ob magnetische Feldstärke H oder Induktion B verschieden wirksam im Eisen sind. Die negativen Ergebnisse führen zum Schluß, daß H wirksam oder die Geschwindigkeit der Korpuskeln so groß ist, daß B nicht einmal ausreicht. Nach der klassischen Theorie käme bei magnetischen Dipolen H , bei elektrischen Strömen B in Betracht, doch ist die Frage noch ungelöst. Nach Dirac wäre B maßgebend. v. Weizsäcker diskutiert die Frage nach Dirac und Heisenberg. Nach Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus überwiegt das magnetische Spinnmoment, eine Ablenkung müßte eintreten. Je dicker man aber die ablenkenden Eisenschichten wählt, um so stärker werden die langsameren Teilchen absorbiert, um so mehr überwiegen schnellere, die weniger abgelenkt werden.

Kolhörster.

P. Auger et L. Leprince-Ringuet. Étude de la variation du rayonnement cosmique entre les latitudes 45° Nord et 38° Sud. C. R. 197, 1242—1244, 1933, Nr. 21. Verff. untersuchen den Breiten effekt an koinzidierenden Strahlen mit Zweifachkoinzidenzen zwischen Le Havre und Buenos Aires an drei verschiedenen Anordnungen. Anordnung 1 und 2 messen nur die vertikalen Koinzidenzen ($K_{90,0}$) ohne und mit 20 cm Bleifilterung zwischen den Rohren, Anordnung 3 war drehbar, die Rohre in kleinerem (welchem?) Abstand. Die Ergebnisse der „vertikal orientierten“ Anordnung Nr. 3 sind graphisch wiedergegeben. Die Kurve zeigt eine rasche lineare Abnahme von ± 40 bis 0° geographische Breite um etwa 16 % mit Minimum am Äquator bei einer Empfindlichkeitsänderung über die Dauer der Beobachtungen von etwa 19 %. Die beiden Anordnungen 1 und 2 gaben bei 20 cm Bleifilterung Abnahmen zwischen 12 bis 15 %. Das Verhältnis der Koinzidenzzahlen bei geschirmter zu ungeschirmter Strahlung wich bei keinem Meßort merklich von 1,4 ab. Der mögliche Unterschied im Breiten effekt weicher und harter Strahlen muß also für die Meßgenauigkeit zu gering sein. Über 30° zeigt sich keine azimutale Asymmetrie, wohl aber überwiegen am Äquator Strahlen aus westlichen Richtungen. Die Höhenstrahlung ist also in Erdnähe wenigstens teilweise korpuskular.

Kolhörster.

W. F. G. Swann. On the Nature of the Primary Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 43, 945—946, 1933, Nr. 11. Aus den Messungen des Breiten effektes und der Richtungsverteilung schloß Compton, daß die Höhenstrahlteilchen mindestens mehrere hundert Kilometer über der Erdoberfläche ent-

stehen müssen, denn nur so ist es zu verstehen, daß eine Energie, die die Erdatmosphäre durchdringen kann, von dem magnetischen Feld der Erde noch beeinflußt werden kann. Es ergeben sich Energien von 10^{10} eV. Andererseits konnte Millikan mit der Wilsonkammer keine Strahlen von 10^{10} eV nachweisen. Verf. arbeitete mit Bramley (Journ. Franklin Inst. 214, 606—608, 1932) auf wellenmechanischer Grundlage eine Erklärung aus, daß eine Ionisation bei Energien von 10^{10} oder mehr eV nicht nachweisbar ist. Verf. nimmt an, daß die primären, geladenen Teilchen in der Erdatmosphäre Sekundärstrahlen der gleichen Richtung erzeugen, die mit der Primärstrahlung Breiten- und Richtungseffekt zustandebringen. Es entscheidet also die Wirkung des magnetischen Feldes der Erde auf die Primärstrahlung, die übrigens bei der obigen Annahme auch im Zählrohr nicht nachweisbar ist. Eine Entscheidung, ob die Primärstrahlung positiv geladen ist, ist nach Verf. nur schwer möglich. Weitere Klärung ist nur durch Entwicklung der Wellenmechanik zu erwarten. Verf. weist in diesem Zusammenhang auch auf Anderson hin, der in der Wilsonkammer Sekundärstrahlen fand, ohne daß ein Primärstrahl nachgewiesen werden konnte. *Kühn.*

W. F. G. Swann and C. G. Montgomery. Non-unidirectional Emission of Hoffmann's Stöße. Phys. Rev. (2) 43, 782, 1933, Nr. 9. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zur Prüfung, ob die sogenannten Hoffmann'schen Stöße nur in einer Richtung verlaufen, benutzten Verff. folgende Anordnung. Sie setzten ein größeres Bleistück zwischen die beiden Hälften einer eisernen Ionisationskammer, die mit Stickstoff von hohem Druck gefüllt war. In jeder Hälfte befand sich ein unabhängiges Elektrodensystem, das über ein F. P. 54 Plotron-Rohr ein Galvanometer steuerte. Es wurde also die Ionisation in den beiden Hälften unabhängig voneinander gemessen und photographisch registriert. Es zeigte sich, daß die Stöße stets in beiden Kammerhälften gleichzeitig beobachtet werden konnten, also nicht in einer Richtung verliefen. Schließlich wurde noch rund um die Kammer eine Anordnung für dreifache Koinzidenzen aufgebaut. Es ergab sich, daß jeder zweite Stoß in der Kammer gleichzeitig eine dreifache Koinzidenz auslöste. *Kühn.*

W. F. G. Swann and C. G. Montgomery. Cosmic-Ray Nuclear Disintegrations. Phys. Rev. (2) 44, 52—53, 1933, Nr. 1. Mit der bereits früher (vgl. vorstehendes Referat) beschriebenen Anordnung werden die Hoffmann'schen Stöße untersucht. Es können auf dem Film, der die Ausschläge der beiden Galvanometer registriert, auch außerdem die dreifachen Koinzidenzen der um die Kammer aufgestellten Zählrohre markiert werden. Die Größe der beobachteten Stöße liegt bei etwa 10 bis $50 \cdot 10^6$ J. Unter Annahme einer spezifischen Ionisation von 50 J/cm und unter Berücksichtigung einer größten Weglänge von 150 cm in der Kammer sucht Verf. die Mindestanzahl der Strahlen zu schätzen und kommt zu dem Werte 1000. Er setzt hierbei voraus, daß es sich bei den Strahlen um Partikel von der Art der positiven und negativen Elektronen handelt und daß ihre Energie der sonst bei Höhenstrahlungsuntersuchungen beobachteten entspricht. Es bleibt jedoch die Möglichkeit, daß es sich um eine geringere Anzahl Teilchen mit erheblich größerer Ionisation handeln kann. Hiergegen sprechen aber die Ergebnisse mit dem Zählrohr. *Kühn.*

C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Distribution of Cosmic-Ray Nuclear Disintegration in Time. Phys. Rev. (2) 44, 779, 1933, Nr. 9. Im Anschluß an frühere Arbeiten mit Swann untersuchen Verff. an einer großen Ionisationskammer, ob die als Kernzerstörung gedeuteten Stöße zufällig oder systematisch auftreten. Sie untersuchen in einer Meßreihe von 35 Stunden Dauer die Zahl der Ionisationsstöße in der Hochdruckkammer, die mehr als 4 000 000 Ionen

liefern. Die Auswertung der Ergebnisse bestätigt die Annahme, daß die Verteilung der Kernzertrümmerungen durch den Zufall bestimmt wird. *Kühn.*

Robert A. Millikan. Cosmic-ray light on nuclear physics. *Science* (N.S.) **78**, 153—158, 1933, Nr. 2017.

I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher. New High-Altitude Study of Cosmic-Ray Bands and a New Determination of Their Total Energy Content. *Phys. Rev.* (2) **44**, 246—252, 1933, Nr. 4. Durch Flugzeugaufstiege in + 34° Breite (Marchfield bei Riverside, Kalifornien) und in Äquatornähe (Christobal, Panama und Balboa + 8°, und zwischen Arequipa — 17° und Lima — 17°) wurde die Intensitätsverteilung der Höhenstrahlen bis etwa 8500 und 6800 m Seehöhe gemessen und danach die magnetisch unablenkbaren von den ablenkbaren getrennt. Unter Verwendung von Regeners Messungen und Anbringung von Korrekturen wird eine äquatoriale Intensitätsverteilungskurve von 4,5 bis 240 m Wasser unter Atmosphären Gipfel konstruiert. Sie wird nach Millikan und Camerons früheren Vorgehen in Komponenten zu zerlegen versucht. (n Gleichungen mit $2n$ Unbekannten, ohne Angabe von Gründen für die numerischen Werte der gewählten Anfangsintensitäten.) Die Kurve kann aus mindestens drei Komponenten, einer weichen und zwei harten, aufgebaut werden. Ebensogut passen aber auch vier Komponenten oder sogar nur eine weiche und eine kontinuierliche Verteilung der harten Strahlen. Auf die numerischen Werte der Absorptionskoeffizienten wird kaum mehr Wert gelegt. Wohl aber ergibt sich, daß 90 % der gesamten Höhenstrahlung ionisation in der Atmosphäre auf die weiche Komponente entfallen, die wahrscheinlich monochromatisch ein μ zwischen 0,5 bis 0,6 besitzt, eine ausgezeichnete Bestätigung des vom Ref. seit 1914 für Luft angegebenen Absorptionskoeffizienten und des Verhaltens der Höhenstrahlung in der Troposphäre. Eine weitere Ausdehnung der Höhenverteilungskurve mit den Pilotballonaufstiegen bis 0,6 m Wasser unter Atmosphären Gipfel ergibt die gesamte auf die Erde auffallende Energie der Höhenstrahlung etwa halb so groß als die Wärme- und Lichtenergie der Sterne. Im Universum ist die Energie der Höhenstrahlen 30- bis 300 mal größer als alle andere strahlende Energie zusammen.

Kolhörster.

Bruno Zipprich. Über einen Proportionalverstärker zum Nachweis einzelner Korpuskularteilchen. *ZS. f. Phys.* **85**, 592—617, 1933, Nr. 9, 10. Im Gegensatz zum Geigerschen Spitzenzähler und zum Geiger-Müllerschen Zählrohr bleibt Verf. bei dem beschriebenen Instrument in dem Bereich unterhalb der Entladungsgrenze, in dem nach der Theorie von Townsend die Verstärkung proportional erfolgt. Um den Weg im Beschleunigungsfeld für alle Elektronen gleich zu machen, begrenzt Verf. das beschleunigende Feld durch ein Gitter, über das er die α -Teilchen schießt. Er erreicht so einen stets gleichen Verstärkungsfaktor, der bei 60 mm Druck bis zum Faktor 10^4 getrieben werden konnte. Durch Änderung des Elektrodenabstandes, des Gasdruckes und der Feldstärke werden die günstigsten Arbeitsbedingungen festgestellt. Der Vergleich des Proportionalverstärkers mit Spitzenzähler und Zählrohr zeigt, daß dieses β -Teilchen quantitativ zählt.

Kühn.

Gordon L. Locher. The amplification and recording of rapid Geiger-Müller counter impulses. *Journ. Franklin Inst.* **216**, 553—558, 1933, Nr. 5. Verf. beschreibt eine Verstärkeranordnung zur Zählung der Impulse von Zählrohren, die noch 1400 Impulse/sec sicher zählen soll. Die Impulse bringen nach zweistufiger Spannungsverstärkung abwechselnd zwei Thyatronen zum Kippen, so daß ein Zählwerk im Anodenkreis jeden zweiten Stoß zählt, wie ja auch schon Wynn-Williams vorgeschlagen hat. Die Zählfrequenz ist nur durch die

Frequenz der Kippschwingungen begrenzt, so daß Verf. oszillographisch ein Auflösungsvermögen von 0,0007 sec erhält. Weiterhin untersucht Verf., wie viele zwei- und dreifache Impulse nicht gezählt werden, da sie in kürzerer Zeit als der Zeitkonstante aufeinander folgen und leitet eine Korrekutionsformel ab. Schließlich betrachtet Verf. die Faktoren, die die Geschwindigkeit des Ansprechens eines Zählrohres begrenzen: das Auflösungsvermögen des Zählwerkes, die Kopplungswiderstände und -Kondensatoren, den Verstärkungsfaktor der Apparatur und Gestalt und Material des Zählrohres selbst. Er weist darauf hin, daß wahrscheinlich photoelektrische Prozesse im Zählrohr eine Rolle spielen und dementsprechend auch das Arbeiten des Zählrohres von der Art des Füllgases abhängt. *Kühn.*

W. F. G. Swann. The distribution of cosmic ray paths in a vertical cylinder. Journ. Franklin Inst. **216**, 559—581, 1933, Nr. 5. Verf. definiert den Begriff der mittleren Weglänge l eines Höhenstrahles in einem Zählrohr und leitet anschließend eine Funktion $f(l)$ ab für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Strahlen in dem Bereich $(l + dl)$. Er weist darauf hin, daß diese Arbeit Möglichkeiten zur Untersuchung der spezifischen Ionisation gibt, die ja schon durch die Arbeiten von Kolhörster und Tuwin geklärt ist. Grundlegend für die Arbeit ist die Annahme eines $\cos^2 \theta$ -Gesetzes für die Richtungsverteilung der Höhenstrahlung. *Kühn.*

David L. Macadam and M. Reuel Lipman. The distribution of cosmic ray paths in a vertical cylinder. Journ. Franklin Inst. **216**, 583—589, 1933, Nr. 5. Verff. suchen, im Anschluß an die vorstehend referierte Arbeit von Swann, eine Kurve zu konstruieren, die die Beziehung zwischen $f(l)$ und l darstellt. Hierin ist $f(l) dl$ die Anzahl Höhenstrahlen, die durch den Zylinder gehen und dort eine Weglänge zwischen l und $l + dl$ haben. Einzelheiten müssen der Arbeit entnommen werden. *Kühn.*

H. J. Bhabha. Zur Absorption der Höhenstrahlung. ZS. f. Phys. **86**, 120—130, 1933, Nr. 1/2. Koinzidenzversuche und Nebelkammeraufnahmen zeigen, daß die Absorption der Höhenstrahlen in besonderer Weise, nämlich durch Schauer erfolgt. Es werden die einfachsten Annahmen zu formulieren versucht, die zur Wiedergabe dieser experimentellen Befunde hinreichen, wobei sich die Schauerbildung als ausreichend zur völligen Absorption der Höhenstrahlen in Materie erweist. Die Berechnung numerischer Werte aus den theoretischen Ansätzen, z. B. des Wirkungsquerschnitts des Bleikerns, für die Erzeugung eines Schauers ergibt zutreffende Werte. Die Regenersche Annahme, daß die Höhenstrahlung eine Wellenstrahlung mit fünf diskreten Energiewerten ist, läßt sich auf Grund der vorgeschlagenen Theorie mit dem Vorhandensein einer primären Höhenstrahlung durchaus vereinbaren. *Kolhörster.*

Frederick Soddy. Absorption of Cosmical Radiation. Nature **132**, 638—639, 1933, Nr. 3338.

Harris Booth. Absorption of Cosmical Radiation. Nature **132**, 639 1933, Nr. 3338. Soddy diskutiert das Absorptionsgesetz der Höhenstrahlung und weist darauf hin, daß man kein einfaches $e^{-\mu x}$ -Gesetz benutzen darf, sondern nur ein $\Phi(\mu x)$ -Gesetz, wie es heute ja schon allgemein geschieht. In einer Anmerkung dazu gibt H. Booth in übersichtlicher Form eine kurze Ableitung des Exponentialintegrals. *Kühn.*

Frederick Soddy. The Exponential Integral and Cosmical Radiation. Nature **132**, 898, 1933, Nr. 3345. Anmerkung des Verf. zu der kürzlichen Diskussion mit Booth in der gleichen Zeitschrift über das Absorptionsgesetz der Höhenstrahlung. *Kühn.*

B. Rossi. Sulla disintegrazione del piombo per effetto della radiazione penetrante. *Lincei Rend.* (6) **17**, 1073—1077, 1933, Nr. 12. Blackett und Occhialini (*Proc. Roy. Soc.* **139**, 699, 1933) hatten aus Untersuchungen der Höhenstrahlung mit Hilfe der Wilsonkammer mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine Kernstreuung geschlossen, die von der Höhenstrahlung herrühre. Dies wurde so gedeutet, daß die Sekundärteilchen, die Rossi beobachtet hatte, identisch seien mit den von Blackett und Occhialini photographierten Kernsplintern. Verf. prüft jene Untersuchungen nach, indem er die dreifachen Koinzidenzen in drei nebeneinander liegenden Zählrohren zählt, wobei das mittlere Rohr durch einen Bleischirm variabler Dicke derart geschützt ist, daß ein aus dem Blei austretendes mittleres Teilchen nicht zwei Zählrohre durchdringen kann. Mit einer zweiten Versuchsanordnung erweitert Verf. seine Messungen, die das Ergebnis von Blackett und Occhialini bestätigen.

Tollert.

Gordon L. Locher. Neutrons from Cosmic-Ray Stösse. *Phys. Rev.* (2) **44**, 779—781, 1933, Nr. 9. Zur Untersuchung der sogenannten „Stöße“ der Höhenstrahlung benutzt Verf. eine Wilsonkammer, die er zur besseren Erzeugung von Sekundärstrahlen stark mit Blei und Eisen umpanzert. Ähnlich wie Blackett und Occhialini benutzt er zur Auslösung der Kammer die Koinzidenzen von um die Kammer aufgestellten Zählrohren, und zwar dreifache, so daß seine Kammer nur auf Mehrfachstrahlen anspricht. Die Ergebnisse sind in einer Anzahl anschaulicher Photographien dargestellt. Verf. kommt zu der Annahme, daß die primäre Höhenstrahlung eine Sekundärstrahlung erzeugt, die zur Bildung von tertiären Zentren besonders befähigt ist. Es zeigt sich, daß die tertiären Ausgangspunkte verhältnismäßig dicht beieinander liegen. Die Natur der Sekundärstrahlung, die die Stöße auslöst, ist nicht feststellbar. Bei der Fortsetzung der Arbeit will Verf. durch Aluminium-Umpanzerung der Kammer untersuchen, ob die stärkere Ionisation der Stöße aus Aluminium von Kernspuren oder einer größeren Anzahl von Elektronenspuren herrührt.

Kühn.

John Tandberg. Cosmic Rays and Lightning. *Nature* **132**, 712, 1933, Nr. 3340. Verf. weist darauf hin, daß Blitzentladungen entlang den ionisierten Bahnen der Höhenstrahlen laufen und daß auch gewöhnliche Funkenentladungen durch diese ionisierten Bahnen beeinflußt werden können, was sich in Bergwerken zeigen sollte.

Kolhörster.

J. A. Pribsch. Die Druckabhängigkeit der Restionisation bei Ultrastrahlungsmessungen. *Helv. Phys. Acta* **6**, 479—480, 1933, Nr. 7. Nach Untersuchungen von Pfundt steigt bei CO₂-Füllung der Regenerschen Ionisationskammer die Reststrahlung von niederen Drucken bei etwa $\frac{1}{3}$ Atmosphäre an und sinkt darüber hinaus wieder ab. Dies erklärt sich aus zunächst besserer Ausnutzung der Reichweite der Reststrahlen und darauf schlechter werdender Sättigung und wird durch Messungen von Körner mit geometrisch gleicher Ionisationskammer und künstlich erhöhter Reststrahlung bestätigt. Eigene Versuche des Verf. mit einer Druckkammer und Kolhörster-Elektrometer bei CO₂, Luft, Ar und H₂-Füllung beziehen sich auf die Abhängigkeit der Reststrahlung vom Druck bei den verschiedenen Gasen. Die Ergebnisse wurden durch die verschiedene Dichte und Sättigungseigenschaften der untersuchten Gase erklärt, irgendwelche nähere Angaben, aus welchen das Verhalten ersichtlich wäre, stehen aus.

Kolhörster.

Ernst Lenz. Die von der Ultrastrahlung erzeugte elektrische Leitfähigkeit der untern Atmosphäre. *Helv. Phys. Acta* **6**, 479, 1933, Nr. 7. Aus den mit Freiballonaufstiegen und Piloten gewonnenen Inten-

sitäten der Höhenstrahlung wurden die Freiluftionisierung, der Ionengehalt und die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre bis 25 km Höhe unter der Wirkung der Höhenstrahlung neu berechnet. Z. B. Ionisierungsstärke in 25 km Höhe $q = 12 \text{ J}$, Ionengehalt $n = 1 \cdot 10^4 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$, Leitfähigkeit $\lambda = 50 \cdot 10^{-12} \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, Maximalwert $q_m = 45 \text{ J}$ in 13 km Höhe. Korrigiert man Hoerlins Werte des Breiteneffektes auf den jeweils örtlichen Mittelwert des Barometerstandes, statt auf 760 mm Hg, so verschwindet die von Hoerlin gefundene Asymmetrie zum magnetischen Äquator.

Kolhörster.

H. Hoerlin. Die Breitenabhängigkeit der Ultrastrahlung. Naturwissensch. 21, 822—823, 1933, Nr. 46. Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung wurden an Bord des MS. „Erfurt“ im März und April 1932 und auf der Rückreise an Bord des MS. „Iris“ im Januar und Februar 1933 zwischen Bremen und Peru ausgeführt. Die Regener-Registrierer besitzen Ionisationskammern aus Deltametall von 1 cm Wandstärke, 16 cm Durchmesser. Mit Eisenhalbkugeln konnte bis 10 cm Dicke gepanzert werden. Ein Instrument war kardanisch aufgehängt. Die Reststrahlung der Instrumente war bei 250 m Wassertiefe im Bodensee bestimmt worden, die Temperaturabhängigkeit der Ionisation mit Radium C- γ -Strahlen. Apparat I mit Kohlensäurefüllung von 9,7 Atm. bei 16° registrierte mit oben offenem Kugelpanzer, die Intensitätsabnahme zwischen Hamburg und geomagnetischem Äquator betrug 12%, ebenso wie beim ungepanzten Apparat III (10,4 Atm. CO₂ bei 16°). Apparat II (7,5 Atm. bei 16°) ergab bei 10 cm Vollpanzer 15% Intensitätsänderung. Der Unterschied dürfte auf den Einfluß der Umgebungstrahlung zurückzuführen sein. Die Ergebnisse stimmen mit denen von Clay und Compton überein, zeigen aber, daß nördlicher und südlicher Teil der Intensitätsänderung weder zum geomagnetischen noch geographischen Äquator spiegelbildlich verlaufen. Die etwas größeren Unregelmäßigkeiten des südlichen Teiles können vielleicht mit dem dort gleichfalls unregelmäßigen Verlauf der Horizontalintensität zusammenhängen. Die dem Breiteneffekt unterliegenden 15% der Höhenstrahlen sind also korpuskular vor Eintritt in die Erdatmosphäre. Registrierungen zwischen Hamburg bis + 80° zeigen eine 1%ige Zunahme.

Kolhörster.

P. Kipfer. Bemerkung zur Richtungsabhängigkeit von Geiger-Müller-Zählern in großen Höhen. Naturwissensch. 21, 823—824, 1933, Nr. 46. Piccard und Cosyns haben bei 85 mm überlagernder Luftschicht (15 500 m Höhe) mit einem Zählrohr ($r = 0,4$, $l = 12,5 \text{ cm}$) keinen vertikalen Zählrohreffekt mehr gefunden. Es wird versucht, das Ergebnis durch die Krümmung der Sekundärstrahlen im erdmagnetischen Felde zu erklären.

Kolhörster.

J. A. Prins. Latitude Effect of Cosmic Radiation. Nature 132, 781, 1933, Nr. 3342. Mit einer Ionisationskammer von 3 Liter Inhalt, 30 Atm. Argonfüllung, 8 cm allseitiger Eisenpanzerung, wurde nach der Kompensationsmethode die Höhenstrahlungsintensität an Bord des Dampfschiffes „Springfontain“ von Holland nach Südafrika gemessen. Die Intensitätswerte wurden auf Normaldruck mit dem Faktor 1:33,2 und auf Barometereffekt ($-2,4 \text{ %/cm Hg}$) reduziert und stimmen mit den von Clay und Hoerlin nahe überein.

Kolhörster.

V. M. Goldschmidt. Calciumcarbonat- und Kohlensäuregehalt des Meerwassers nach wissenschaftlichen Ergebnissen der Meteor-Expedition. Naturwissensch. 21, 811—817, 1933, Nr. 46. Die Arbeit ist ein Referat über den von A. Wattenberg verfaßten VIII. Band der wissenschaftlichen Ergebnisse der Meteorexpedition. Nach allgemeinen Erörterungen über die chemische Erforschung des Meeres werden der Reihe nach folgende

Gesichtspunkte behandelt, die den Calciumcarbonat- und Kohlensäuregehalt des Meerwassers betreffen: Anorganische Ausfällung und Auflösung von CaCO_3 , Einfluß der Meerestiefe auf den Kalkgehalt der Tiefseesedimente, Bestimmung des Calciumcarbonatgehaltes, Verteilung des Kalkgehaltes, Bestimmung der Löslichkeit von Calciumcarbonat im Meerwasser, Verteilung der Kalksättigung, Kohlensäuredruck und Wasserstoffionenkonzentration, physikalisch-chemische Behandlung des Kohlensäuresystems im Meerwasser, Kohlensäurehaushalt, Ursachen der Kohlensäureverteilung. *Fritz Hänsch.*

R. Scherhag. Der Einfluß starker troposphärischer Temperaturschwankungen auf den Luftdruck. Nach einer statistischen Bearbeitung der holländischen aerologischen Flugzeugaufstiege. Ann. d. Hydrograph. 61, 290—294, 1933, Nr. 10. Verf. formuliert das Ergebnis dahin, daß Abnahme des vertikalen Temperaturgefälles mit Druckzunahme verbunden ist. Die niedrigere Höhentemperatur in Tiefdruckgebieten wird durch die dort herrschende aufsteigende Luftbewegung mit hervorgerufen. Den beim Fortschreiten eines solchen Kaltluftkörpers vielfach zu beobachtenden Luftdruckrückgang kann man aber wohl nur auf dynamische Gründe zurückführen. *H. Ebert.*

Gerhard Castens. Zur Kenntnis der einstündigen Temperatur-Wetterhaftigkeit. Ann. d. Hydrograph. 61, 294—299, 1933, Nr. 10. Die kleinwetterlichen, einstündigen Temperaturänderungen in den Tropen sind annähernd von gleicher Größenordnung wie in unseren Breiten. Die wetterliche „Unbeständigkeit“ müßte zu einem klimatologisch brauchbaren Faktor gestaltet werden. *H. Ebert.*

W. Findeisen. Ein Beitrag zur Frage der Nebelentstehung. Ann. d. Hydrograph. 61, 305—311, 1933, Nr. 10. Die Entstehung von Nebel über relativ zur Luft warmer Unterlage, wie sie in kalten Gegenden (arktischer Seerauch), über warmen Flußläufen und über feuchten Wiesen nach Sonnenaufgang beobachtet wird, kann nicht durch unmittelbaren Einfluß der langwelligen Strahlung erklärt werden. In diesen Fällen ist also der Austauschvorgang allein als Ursache der Nebelentstehung anzusehen. Bei relativ zur Luft kalter Unterlage addieren sich die Einflüsse des Austausches und der langwelligen Strahlung zugunsten der Nebelentstehung. Aus diesem Grunde wird in vielen Fällen die Entstehung von Nebel vor allem über kälterer Unterlage beobachtet, während sie über wärmerer Unterlage ausbleibt (Labradornebel). Es ist anzunehmen, daß der Einfluß der langwelligen Strahlung auf die Nebelentstehung im allgemeinen von ungefähr gleicher Größenordnung ist wie der Einfluß des Austausches. *Scheel.*

Tätigkeitsbericht der bioklimatischen Forschungsstelle an der Universität Kiel und deren Zweigstelle in Wyk a. Föhr für das Jahr 1932/33. S.-A. Jahrb. 1932 d. Schleswig-Holsteinischen Universitätsges., 3 S. *H. Ebert.*

G. Roediger. Bestimmung der Höhenströmung in 5—10 km nach der Verteilung der Luftkörper. Ann. d. Hydrograph. 61, 338—339, 1933, Nr. 10. Es wird gezeigt, daß man wenigstens die Richtung des Windes in höheren Schichten bestimmen kann, wenn man die Lage der Luftkörper und deren Begrenzungsflächen kennt. *H. Ebert.*

H. Kussmann. Die Intensität der Sonnenstrahlung in Braunschweig. Harz. Meteorol. ZS. 50, 403—411, 1933, Nr. 11.

Fritz Händel. Strahlungsmessungen in Hoch-Serfaus (oberes Tiroler Inntal). Meteorol. ZS. 50, 424—426, 1933, Nr. 11. *H. Ebert.*

F. Loewe. Die Bedeutung des Schneefegens für den Massenhaushalt von Inlandeisen. Meteorol. ZS. 50, 434—436, 1933, Nr. 11.

Kurt Wegener. Das Schneefegen. Richtigstellung. Ebenda S. 436—437. *Scheel.*

L. A. Ramdas and S. Atmanathan. A note on fog and haze at Poona during the cold season. Scient. Not. India Meteorol. Dept. 5, 89—96, 1933, Nr. 54.
H. Ebert.

K. Büttner. Zur Physik der Bestimmung der menschlichen Energiebilanz im Zimmer und im Freien. S.-A. Verh. d. D. Ges. f. innere Med. S. 369—372. 45. Kongreß Wiesbaden 1933. Mit einem Abkühlungsgerät (siehe nachstehendes Referat) werden die Beziehungen zwischen menschlichem Energiehaushalt und klimatischem Abkühlungseffekt gut erfaßt. Die drei in dieser Energiegleichung auftretenden Größen — Strahlung, Leitung und Verdunstung — werden genau gemessen.
H. Ebert.

H. Pfeleiderer. Wärme- und Wasserverlust des Gesunden im Zimmer und im Freien. S.-A. Verh. d. D. Ges. f. innere Med. S. 372—376. 45. Kongreß Wiesbaden 1933. Es wird gezeigt, daß die Daten des Abkühlungsgerätes von Pfeleiderer und Büttner eine eindeutige Beziehung zu der einflußreichsten Größe des Energiehaushaltes, zur mittleren Hauttemperatur, ergeben.
H. Ebert.

Antonio Gião. Über die Theorie der spontanen Störungen. Meteorol. ZS. 50, 411—423, 1933, Nr. 11. Es wird eine Theorie spontaner Störungen unter Vermeidung der klassischen Theorie abgeleitet. Die Theorie fußt auf allgemeinen Vorstellungen von Zwangsfeld und Störung einerseits und dem Adaptationsprinzip andererseits. Das Adaptationsprinzip erlaubt, die zeitliche Änderung jeder Größe, die von der Normalspannung unabhängig ist, als Funktion des Zwangsfeldes auszudrücken. Die allgemeinen Gleichungen werden auf den Lebenslauf von Wellen und Wirbeln angewandt: Wellenstörungen, entstehende und vergehende Wirbel, Wirbel ohne eigene Fortpflanzung, Wirbel mit räumlich konstanter Windgeschwindigkeit. Unter anderem werden auch die Integrationen von Geschwindigkeit und Druck angedeutet.
Fritz Hänsch.

Franz Baur. Zur Frage der Verursachung und Voraussicht schadenbringender Starkregen im Gebiet der Zugstraße Vb. Meteorol. ZS. 50, 432—434, 1933, Nr. 11. Die Untersuchung schließt an eine Besprechung K. Fischers über eine polnische Arbeit von S. Kaczorowska an: Die meteorologischen Ursachen der Sommerhochwässer der Weichsel. Verf. stellt fest, daß das Auftreten katastrophaler Niederschläge im Bereiche der Zugstraße Vb an ein schwaches ost-westliches Druckgefälle in der Stratosphäre gebunden ist. Die Richtigkeit wird an dem Starkniederschlag des 3. August 1925 im Gebiet der oberen Weichsel nachgewiesen. Eine Vorhersage schadenbringender Starkniederschläge ist also nur dann möglich, wenn Richtung und Stärke des Druckgefälles in den höheren Luftschichten vorauszusehen ist.
Fritz Hänsch.

Chr. Jensen. Strahlungsmessungen auf Amrum im August und September 1929. Ann. d. Hydrogr. 61, 202—210, 1933, Nr. 7. Es werden die Ergebnisse der Sonnenstrahlungsmessungen (Gesamtintensität und Rotintensität), der Feststellung der Polarisationsgröße im Zenit, der neutralen Linie und der Höhe der neutralen Punkte mitgeteilt, wie sie im August und September 1929 auf der Insel Amrum angestellt wurden. Dabei werden Vergleiche mit Messungen auf Helgoland im September und Oktober 1928 durchgeführt. Bei der Verarbeitung ist der Gesichtspunkt wesentlich, die gegenseitige Beziehung der verschiedenen

Strahlungsmessungen im Hinblick auf die Frage des atmosphärischen Reinheitsgrades darzustellen. So werden für die Sonnenstrahlung Transmissionskoeffizienten, Schwankungen der Gesamt- und Rotstrahlung, ihr gegenseitiges Verhältnis und Trübungsfaktoren während der Beobachtungszeit errechnet. Bei den Polarisationsmessungen werden u. a. die Flächeninhalte der neutralen Linien ausplanimetriert und in Beziehung zur Trübung gesetzt. Besonders geklärt wird die Frage der Abstände der neutralen Punkte, die an Küsten bzw. auf See ermittelt wurden.

Fritz Hänsch.

Frederick E. Fowle. Ozone and the sunspot-cycle. National Res. Counc. S.110—111, 1933. Vergleiche zwischen Sonnenfleckenzahlen und Ozonabsorption zeigen einen parallelen Gang beider Erscheinungen in den Jahren 1921 bis 1928, dagegen läßt sich in den Jahren 1929 bis 1932 ein ausgesprochener Mangel an Übereinstimmung erkennen.

K. Jung.

K. R. Ramanathan and J. V. Karandikar. Spectrum of the Night Sky and of the Zodiacal Light. Nature **132**, 749, 1933, Nr.3341. Anfang des Jahres gelangen den Verff. besonders gut exponierte Aufnahmen sowohl des Nachthimmelspektrums als auch des Zodiakallichtspektrums in Poona (Indien). Das Nachthimmelspektrum zeigt außer der Linie 5577 mehr als 30 Linien zwischen 5900 und 3700 Å, davon zwei auf der langwelligen Seite von 5577. Die intensivste Gegend des Spektrums liegt zwischen 4830 und 4530 Å. Das Spektrum des Tierkreislites zeigt dieselben Emissionslinien oder -Banden wie das Nachthimmelspektrum. Zwischen einer Aufnahme des Nachthimmelspektrums bei höherer Dispersion und einer solchen, die Dufay in Frankreich gemacht hat, besteht fast kein Unterschied. Es wird kein kontinuierlicher Untergrund mit Fraunhoferlinien gefunden.

Ritschl.

J. Mc Garva Bruckshaw. Electrical methods of geophysical prospecting. Journ. Inst. Electr. Eng. **73**, 521—533, 1933, Nr. 443.

H. Ebert.

Carl W. Correns und Wolfgang Schott. Über den Einfluß des Trocknens auf die Korngrößenverteilung von Tonen. Kolloid-ZS. **65**, 196—203, 1933, Nr. 2. Tone verschiedener Herkunft verhalten sich beim Trocknen sehr unterschiedlich (mariner, tertiärer Ton wird nach einer Wasseraufnahme von 200 Tagen in seiner Korngröße gröber als frischer, bergteuchter). Bei ersterem haben die kolloiden Verwitterungssilikate Wasser aufgenommen, das durch das Trocknen bei 105° C nicht wieder herausgeht. Der vor allem aus unverwitterten Minimalbruchstücken zusammengesetzte, gröbere Diluvialton dagegen ist durch die 200 tägige Wasseraufnahme weiter verwittert und dadurch feiner geworden, als der frische unbehandelte Ton.

H. Ebert.

R. H. Card. Some recent earth-resistivity measurements in the United States. National Res. Counc. S.111—115, 1933. Enthält Karten mit Messungsergebnissen aus dem Osten der Vereinigten Staaten. *K. Jung.*

A. Menzinger. Anskueliggorelse af Foucaults Pendulforsøg. Fysisk Tidsskrift **30**, 170—171, 1932, Nr. 5. Ein Modell des Foucaultschen Pendelversuches, um die Erhaltung der Schwingungsebene bei der Rotation zu demonstrieren. Eine große, die Erde vorstellende Eisenkugel (Gewicht 3 kg) ist an einer Klaviersaite so aufgehängt, daß sie nur Torsionsschwingungen ausführen kann. Das Foucaultsche Pendel wird an dieser Kugel aufgehängt und in Schwingung versetzt. Nachher läßt man die Eisenkugel Torsionsschwingungen ausführen.

E. Krüger.

Geophysikalische Berichte

R. Süring. Otto Baschin†. Meteorol. ZS. 51, 41, 1934, Nr. 1.

C. Kassner. Alte Berliner Wetterbeobachtungen. Meteorol. ZS. 51, 41—43, 1934, Nr. 1.

C. Kassner. Eine alte griechisch-römische Windrose. Meteorol. ZS. 51, 44, 1934, Nr. 1. *Scheel.*

Motoharu Kimura. Relative Gravity Determination by Means of Short Wireless Wave Communication. Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 370—373, 1933, Nr. 8. Kurze Beschreibung einer Apparatur, mit der die Schwingungen des Pendels auf der Zentralstation drahtlos auf den Koinzidenzapparat der Feldstation übertragen werden. Angabe von Versuchsergebnissen. *K. Jung.*

Chûji Tsuboi. On the Possibility of Taking Gravity Measurements at Sea on Board an Ordinary Vessel. Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 374—377, 1933, Nr. 8. Zwei abgestimmte Schwerependel schwingen in einander parallelen Ebenen, die Schneiden liegen in einer Geraden. Der Lichtweg geht ähnlich wie bei dem Apparat von Vening Meinesz über die Spiegel beider Pendel. Der ganze Apparat kann um eine zur Schneidenrichtung senkrechte Achse mit sehr langer Periode schwingen. Diese Achse wird senkrecht zur Fahrtrichtung des Schiffes montiert. Eine Versuchsreise über die Sagami-Bucht auf einem 1500 Tonnen-Dampfer brachte befriedigende Ergebnisse. *K. Jung.*

Mishio Ishimoto. Construction d'un sismographe accélérométrique pour la composante verticale. Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 717—723, 1933, Nr. 4. Der Verf. hat den vor einigen Jahren gebauten Beschleunigungsmesser für beide Horizontalkomponenten durch einen Beschleunigungsmesser für die Vertikale ergänzt. Dem Prinzip und der Konstruktion nach sind diese Apparate Seismometer mit sehr kleiner Eigenperiode. Die Masse des Beschleunigungsmessers für die Vertikale beträgt 15 kg. Seine Eigenperiode ist etwa 0,07 sec. Die Eichung des Apparates bei Neigungen hat eine gerade Eichkurve ergeben. Die Eichung auf vertikale Beschleunigungen erfolgte mit Hilfe eines einseitig horizontal eingespannten Brettes. Die Eigenperiode des Brettes hängt auch von dem Aufstellungsort des Beschleunigungsmessers ab. Auf diese Weise konnte die Eichung bei verschiedenen Perioden vorgenommen werden. Die bisherigen Registrierungen sind in „Le Rapport Sismométrique“, herausgegeben von dem Erdbebeninstitut in Tokio, enthalten. *W. Schneider.*

F. Wenk. Instrumente für die Registrierung des Dampfdrucks und der spezifischen Feuchte. ZS. f. Instrkde. 54, 15—19, 1934, Nr. 1. Nach Umformen der Feuchtigkeitsformeln und Logarithmieren wird das auftretende Produkt auf eine Summe zurückgeführt, so daß die konstruktive Ausnutzung möglich wird. Eine Vereinigung eines Hygro- und Bimetallthermographens ergibt dann den Dampfdruckschreiber. *H. Ebert.*

A. Kärnsa. Ein Rechenschieber zur Bestimmung der Luftfeuchtigkeit. ZS. f. Instrkde. 54, 21—23, 1934, Nr. 1. Der vom Verf. vorgeschlagene Rechenschieber hat auf der einen Seite Skalen des Wasserdampf Sättigungsdruckes, der dazu gehörigen Temperatur und der psychrometrischen Differenz, auf der anderen, im logarithmischen Maßstab, ebenfalls Sättigungsdruck und Temperatur, dazu eine prozentische Skale. So kann man in ersterem Falle den Wasserdampfdruck, im zweiten die relative Feuchtigkeit berechnen, falls die Temperaturen des trockenen und befeuchteten Thermometers bekannt sind. *H. Ebert.*

R. Feige. Zur Messung der oberen Wolken- und Nebelgrenze auf drahtlichem und drahtlosem Wege. ZS. f. Instrkde. 54, 23—26, 1934, Nr. 1. Für die Bestimmung der oberen Wolkengrenze wird eine Selenperschichtzelle verwendet, weil die Lichtintensität beim Austritt des Meßkörpers aus der Wolke stark zunimmt. Es sind zwei Übertragungsmöglichkeiten angegeben, die drahtliche und die drahtlose (mit Hilfe des Duckert-Thiemeschen Senders, Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 18, S. 50). *H. Ebert.*

Kristen Irgens. Die Reduktion des Stationsbarometers auf 0° C. Meteorol. ZS. 50, 507—508, 1933, Nr. 12. Verf. hat in die Ableitung seiner Korrektionsformel für Stationsbarometer (Phys. Ber. 10, 551, 1929) den kubischen Ausdehnungskoeffizienten des Eisens eingesetzt. Skreb (Meteorol. ZS. 49, 441, 1933) hat das beanstandet; dagegen verteidigt Verf. seine Auffassung. *H. Ebert.*

L. Foitzik. Ein neuer Sichtmesser. Meteorol. ZS. 50, 473—474, 1933, Nr. 12. (Vers. D. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Beschreibung eines neuen von Koschmieder entwickelten und von Zeiss gebauten Sichtmessers. Das Licht einer Lichtquelle wird durch eine Linse parallel gerichtet, das Parallelstrahlenbündel wird an einem 100 bis 1000 m entfernten Spiegel reflektiert und von einer zweiten Linse auf einer Mattscheibe konzentriert. Ein Teil des Bündels wird abgelenkt und direkt auf einer zweiten Mattscheibe konzentriert. Die Leuchtdichten der beiden Mattscheiben werden mit dem Pulfrichschen Stufenphotometer verglichen. Das Instrument kann nur nachts benutzt werden. *Dziobek.*

O. Hoelper. Über exakte Sichtbestimmung mit dem Wigandschen Sichtmesser. Meteorol. ZS. 50, 475—476, 1933, Nr. 12. (Vers. D. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Es werden Bedenken gegen die von Wigand zum Gebrauch des Keilsichtmessers aufgestellte Formel geäußert; es wird auf der Grundlage der in der Koschmiederschen Theorie der horizontalen Sichtweite entwickelten Luftformel eine neue Beziehung aufgestellt, die drei Unbekannte enthält — Sichtweite, das „physiologische Argument“ und das Verhältnis der vollständigen Einstrahlung zur Horizonttheiligkeit. Es sind also drei Einstellungen desselben Beobachters an drei im gleichen Azimut hintereinander liegenden Zielen notwendig. *Dziobek.*

Joseph Kölzer. Beitrag zu den drahtlosen Meßmethoden. Meteorol. ZS. 50, 460—461, 1933, Nr. 12. (Vers. D. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Die bisher beste Lösung einer Radiosonde stellt nach Ansicht des Verf. das Ducker-Telefunken-Gerät dar. Es sind jedoch bis jetzt die Fehlerquellen zu wenig berücksichtigt worden. Bei der stufenweisen Aufnahme des Luftdruckes kann es vorkommen, daß etwa bei schlechter Kontaktgabe die folgenden Werte verlagert werden. Die Temperaturmessung wird durch ungewollte Frequenzänderungen des Senders wesentlich beeinflusst. Schwierig ist auch die Eichung im praktischen Betrieb. Die bisherigen Sonden sind demnach aus dem Versuchsstadium noch nicht heraus. *Winckel.*

Walter Kosmath. Die Exhalation der Radiumemanation aus dem Erdboden und ihre Abhängigkeit von den meteorologischen Faktoren. (Nach Beobachtungen in Liebenau bei Graz im Jahre 1933.) Gerlands Beitr. 40, 226—237, 1933, Nr. 2/3. Da es für seine Messungen von grundsätzlicher Bedeutung ist, daß durch den Meßvorgang die natürlichen Verhältnisse möglichst wenig gestört werden und die Messung in möglichst kurzer Zeit durchgeführt werden kann, hat der Verf. an der von Joly und Smyth angegebenen Meßanordnung einige Änderungen getroffen. Das wesentlichste ist, daß nun die Radiumemanation nicht von Kokosnußkohlesäulen adsorbiert wird, was eine lange Versuchsdauer erforderte, sondern in einer evakuierten Ionisationskammer aufgefangen und dann elektrometrisch gemessen wird. *F. Steinhauser.*

Arnold N. Lowan. On the Cooling of a Radioactive Sphere. *Phys. Rev.* (2) **41**, 769—775, 1933, Nr. 9. Die Laplacesche, schon von Doetsch für die Lösung ähnlicher Probleme benutzte Transformation wird hier auf die Abkühlung einer radioaktive Substanzen enthaltende Schicht angewendet und das Ergebnis in Verbindung mit der Frage nach dem Alter der Erde diskutiert. *K. W. F. Kohlrausch.*

L. B. Slichter. Interpretation of the Resistivity Prospecting Method for Horizontal Structures. *Physics* **4**, 407, 1933, Nr. 11. (Berichtigung.) Zu der unter dem gleichen Titel im Septemberheft derselben Zeitschrift erschienenen Arbeit wird als Berichtigung mitgeteilt, daß die aus Versehen zweimal abgedruckte Fig. 3 das zweite Mal durch die in der Berichtigung reproduzierte Fig. 4 zu ersetzen ist. *v. Steinwehr.*

R. Schumann. Graphische Darstellung von Geoidabständen auf Grund der Stokesschen Formel. *Gerlands Beitr.* **40**, 298—304, 1933, Nr. 2/3. Ausgehend von der Deformierung einer Kugel durch eine Kalotte von 24° sphärischen Radius mit konstanter Schwerebelegung wird die Vielgestaltigkeit der Oberflächen-Deformation bei Kombinierung mehrerer verschieden gelagerter sölcher Kalotten bestimmt. *F. Steinhauser.*

V. Conrad. Ein Unter-Wasser-Strukturboden in den Ostalpen. (Vorläufige Mitteilung.) *Gerlands Beitr.* **40**, 353—360, 1933, Nr. 2/3. Der Verf. hat im „Grünen See“ (750 m) bei Tragöss in der Hochschwabgruppe in Steiermark gut ausgebildeten Polygonboden entdeckt. Die großen Polygone erreichten einen diagonalen Durchmesser von 180 bis 250 cm, die schlechter ausgebildeten kleineren einen solchen von 18 bis 40 cm. Der Boden lag ungefähr 1 m unter der Wasseroberfläche, liegt aber einen Teil des Jahres, wenn der Seespiegel sich senkt, trocken, was die Anwendung der Hoegbomschen Hypothese der Bildung der Polygone erlaubt, die aber doch noch, wie der Verf. betont, einige Schwierigkeiten in der Erklärung bestehen läßt. *F. Steinhauser.*

C. Ambrojevici. Neue Beiträge zur Kenntnis der postglazialen Wärmezeit während des Endneolithikums in Nord-Bessarabien. *Bull. Acad. Roumaine* **16**, 39—47, 1933, Nr. 1/3. *H. Ebert.*

Alex. Véronnet. Evolution complète d'une masse hétérogène en rotation. Impossibilité d'un dédoublement. *C. R.* **197**, 1287—1289, 1933, Nr. 22. Es wird auf verschiedene Arten gezeigt, daß man die Form einer in Rotation befindlichen nicht homogenen Masse ebenso (streng) vorausberechnen kann wie die einer homogenen Masse. *Dietsch.*

F. Hopfner. Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. *ZS. f. Geophys.* **9**, 277—285, 1933, Nr. 6/8. *Scheel.*

Chōji Tsuboi. The Most Suitable Formula for the Japanese Gravity Values. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **11**, 632—638, 1933, Nr. 4. *H. Ebert.*

Ida Gennaro. Determinazione di gravità relativa tra l'Istituto Idrografico della R. Marina in Genova ed Eremo di Cherasco e Bric Torniola. *Atti di Torino* **68** [1], 52—64, 1933, Nr. 1/3. Darlegung des bei den relativen gravimetrischen Messungen zwischen den Stationen Eremo di Cherasco und Bric Torniola und der Basisstation Genua angewandten Verfahrens. Präzisionsbestimmungen nach Borras. *K. Przibram.*

Ida Gennaro. Determinazione di gravità relativa tra l'Istituto Idrografico della R. Marina in Genova ed i vertici di 1° ordine Monte Crea e Monte Vesco. *Atti di Torino* **68** [2], 201—212, 1933, Nr. 4/6.

Ergebnisse von relativen gravimetrischen Messungen auf dem Monte Crea, Monte Vesco und im Hydrographischen Institut in Genua, mit Berechnung der Genauigkeit.

K. Przibram.

V. Conrad. Die zeitliche Folge von Beben mit tiefem Herd. Gerlands Beitr. 40, 113—133, 1933, Nr. 2/3. Einleitend werden ein Katalog der im International Seismological Summary (1919—1928) angeführten 196 Beben mit tiefem Herd und Karten der geographischen Verteilung dieser Herde mitgeteilt und besprochen. Es wurden die Tagesschwankungen der Beben mit tiefem Herd nach Orts- und Weltzeit, ihre Jahresschwankung und die Beziehung der Häufigkeit dieser Beben zu Mondstellung und Polbewegungen untersucht. Die Analyse ergab ein auffallendes Hervortreten der Perioden von 5, 10 und 12 Jahrzehntel, die zwar — wahrscheinlich wegen zu geringer Anzahl von Beobachtungen — auch nicht den Forderungen des Schusterschen Kriteriums genügen, aber im Hinblick auf die Gleichheit dieser Perioden mit den Perioden der Polbewegungen doch von besonderer Bedeutung erscheinen.

F. Steinhauser.

H. Landsberg. Über Zusammenhänge von Tiefherdbeben mit anderen geophysikalischen Erscheinungen. Gerlands Beitr. 40, 238—243, 1933, Nr. 2/3. Der Verf. glaubt, daß Luftmassentransporte in Verbindung mit starken Änderungen der allgemeinen Zirkulation einerseits Polhöenschwankungen und andererseits auch Änderungen des Zustandes in den hohen ionisierten Schichten der Atmosphäre verursachen, und sucht damit den jährlichen Gang der Häufigkeit der Beben mit tiefem Herd als mit den Polhöenschwankungen in Verbindung stehend und den Jahresgang der erdmagnetischen Aktivität, der Intensitätsschwankungen des Gegenscheines, der Polarlichthäufigkeit in niederen Breiten und des Radioempfanges in Washington als von den Schwankungen der ionisierten Schicht herrührend zu erklären. Alle diese Erscheinungen zeigen ebenso wie der Luftmassentransport im Jahresgang Äquinoktialmaxima.

F. Steinhauser.

W. C. Repetti. Preliminary investigation of microseisms in Manila. Gerlands Beitr. 40, 268—271, 1933, Nr. 2/3. Die mikroseismische Unruhe auf Manila steht einerseits in innigem Zusammenhang mit der Brandung an der Küste von Luzon; andererseits konnte aber auch eine ausgesprochene Beziehung zur barometrischen Unruhe im Taifungebiet festgestellt werden, was für eine Vorhersage von Taifunen von Bedeutung sein kann.

F. Steinhauser.

O. Somville. Ondes longues dans la première phase des séismogrammes. Gerlands Beitr. 40, 333—338, 1933, Nr. 2/3. Der Verf. führt Beispiele von langen Wellen an, die in den ersten Vorläufern auf Beben diagrammen auftreten und diskutiert verschiedene Erklärungsversuche, die besagen, daß es sich dabei um Oberflächenwellen oder um Schwingungen einer ganzen Erdschicht oder um Reflexionswellen von einer Diskontinuitätsfläche im Erdinnern handelt.

F. Steinhauser.

R. Spitaler. Zum Erdbeben in Baden am 8 Februar 1933. Gerlands Beitr. 40, 339—341, 1933, Nr. 2/3. Der Verf. bringt die Auslösung dieses Bebens mit den von den Achsenschwankungen der Erde herrührenden Druckkräften in Zusammenhang.

F. Steinhauser.

B. Gutenberg. Tilting due to glacial melting. S.-A. Journ. of Geol. 41, 449—467, 1933, Nr. 5. Aus Wasserstandsbeobachtungen werden Hebungen im Gebiet der großen amerikanischen Seen festgestellt. Die Hebungen sind im Norden größer als im Süden, die Neigungsänderung beträgt in nördlicher Richtung etwa 10 cm auf 100 km im Jahrhundert. An der Küste des Stillen Ozeans werden im Norden geringe Hebungen festgestellt, in Kalifornien geringe unregelmäßige

Senkungen. Die Hebungen im Gebiet der großen Seen können wohl als isostatischer Ausgleichsvorgang, hervorgerufen durch das Abschmelzen der diluvialen Eisbedeckung, angesehen werden.

K. Jung.

Harry O. Wood. Preliminary report on the Long Beach earthquake. S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer. 23, 43—56, 1933, Nr. 2. Das Erdbeben von Long Beach ereignete sich am 10. März 1933. Der Herd lag bei $33^{\circ} 34,5'$ nördlicher Breite und $117^{\circ} 59'$ westlicher Länge. Die Herdtiefe ist zu 10 km bestimmt worden. Auf das Hauptbeben folgten zahlreiche Nachbeben, deren Herd zum Teil mit dem Hauptepizentrum übereinstimmte, zum Teil aber auch weit davon entfernt war. Das Beben war begleitet von akustischen Erscheinungen und von Lichterscheinungen, wie sie in der Nähe des Epizentrums vielfach bei Erdbeben beobachtet werden. Zahlreiche Photographien über die zerstörende Wirkung des Bebens sind der Arbeit beigelegt.

W. Schneider.

Ch. Maurain et C. E. Brazier. Sur le tremblement de terre du 3 octobre 1933. C. R. 197, 721—722, 1933, Nr. 15. Das Beben vom 3. Oktober 1933 ist in Paris registriert und auch gefühlt worden. Seine Entfernung betrug ungefähr 120 km von Paris. Die Amplitude der langen Wellen betrug in der Nord-Süd-Richtung 27μ , in der Ost-West-Richtung 17μ . Die Perioden dieser Wellen waren, einem Nahbeben entsprechend, klein und betrugen ungefähr 0,7 sec.

W. Schneider.

S. Yamaguti. Distribution of Earthquakes in Japan. Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 11, 500—509, 1933, Nr. 3. Es wird die Häufigkeit der Beben innerhalb $6\frac{1}{2}$ Jahren untersucht, und zwar erstrecken sich die Untersuchungen auf japanische Beben, die sich vom Januar 1926 bis Juni 1932 ereigneten. Eine Landkarte enthält die Verteilung der tiefen Beben und der anderen Beben. Eine Darstellung der Anzahl der hauptsächlichsten Beben unmittelbar vor und nach einem tiefen Beben in Abhängigkeit von der Entfernung vom Epizentrum des tiefen Bebens zeigt, daß in 600 km, 950 km und 1550 km Entfernung Maxima auftraten. Dieselbe Darstellung der Gesamtanzahl der Beben nimmt mit der Entfernung vom Epizentrum des tiefen Bebens gleichmäßig ab. Es folgen dann noch Untersuchungen über den Einfluß des Barometerstandes auf die Auslösung von Beben.

W. Schneider.

Takaharu Fukutomi. Some Statistical Problems concerning Initial Earthquake Motion. (The First report.) Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 11, 510—529, 1933, Nr. 3. Es werden über 300 Erdbeben, die sich von 1914 bis 1931 ereignet haben, darauf untersucht, ob der erste vertikale Einsatz nach oben oder nach unten gerichtet ist. Vielfach ist es möglich, bei einem Beben die Stationen, auf denen ein nach oben gerichteter vertikaler Einsatz beobachtet wurde, durch einen Kegelschnitt von den Stationen zu trennen, auf denen ein nach unten gerichteter vertikaler Einsatz auftrat.

W. Schneider.

George Sheppard. Small Sand Craters of Seismic Origin. Nature 132, 1006, 1933, Nr. 3348. Dem Verf. ist es gelungen, unmittelbar nach einem Beben eine ungewöhnliche Erscheinung zu photographieren. In der Nähe der Ufer eines ausgetrockneten Sees entstanden eine Reihe von kleinen Kratern aus Sand, die nur kurze Zeit bestehen blieben. Der Sand war durch austretendes Wasser emporgerissen worden. Die kleinen Krater hatten einen Durchmesser von 1,50 m. Die Höhe betrug etwa 10 bis 20 cm.

W. Schneider.

Kiyoo Wadati. Some Problems on the Propagation of Earthquake Waves. Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 494—497, 1933, Nr. 9. Im ersten Abschnitt ist das Neuseeländische Erdbeben vom 26. März 1929 bearbeitet worden und eine Laufzeitabelle der P' -Wellen bei verschiedenen Herdtiefen in der Nähe der Antipoden aufgestellt worden. In dem zweiten Abschnitt ist aus einem Beben mit 300 km

Herdtiefe die Tiefe des Eisennickelkerns bestimmt worden. Es wurden hierzu die *Sc S*-Wellen nahe am Epizentrum verwendet. Nach diesen Untersuchungen beginnt der Eisennickelkern in einer Tiefe von 2900 km. Eine Laufzeitkurve der *Sc S*-Wellen für die Nähe des Epizentrums ist ebenfalls mitgeteilt. Ferner ist ein Diagramm angegeben, aus dem die Herdtiefe entnommen werden kann, wenn auf einer Station nahe des Epizentrums die Einsatzzeiten der *P*-, *S*- und *Sc S*-Wellen erkennbar sind. Das Diagramm enthält als Ordinate die Differenz der Einsatzzeiten der *Sc S*- und *P*-Wellen und als Abszisse die der *S*- und *P*-Wellen. *W. Schneider.*

Genrokuro Nishimura and Kiyoshi Kanai. On the Effects of Discontinuity Surfaces upon the Propagation of Elastic Waves. (II.) Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 595—631, 1933, Nr. 4. In früheren Arbeiten ist die Wellenausbreitung in einem halbbunendlichen, geschichteten, festen Körper untersucht worden, die eintritt, wenn in der unteren Grenze der obersten Schicht eine longitudinale Welle erregt wird. Die vorliegenden Untersuchungen werden nun unter der Annahme gemacht, daß ein Wellenzug an der unteren Grenze der obersten Schicht erregt wird. *W. Schneider.*

Naomi Miyabe. Block Movements of the Earth's Crust in the Kwantô District. (The Crustal-Blocks and Their Movements. Part III.) Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 639—692, 1933, Nr. 4. Die vorliegende Arbeit ist eine Fortsetzung der Untersuchungen zur Bestimmung der Bewegung der Erdkruste mit Hilfe von Triangulationen. Es wird für den Südwesten des Kwantô-distrikts die Größe der einzelnen Blöcke, die sich einheitlich bewegen, bestimmt. Die Triangulationen von 1892 und 1925 dienen als Grundlage. Die Art der Bewegung der einzelnen Blöcke wird in Verbindung mit anderen geophysikalischen Daten diskutiert. Die Bewegung der Erdkruste im Kwantô-distrikt hat zwei Ursachen: die langsame Bewegung während der zwischen beiden Triangulationen liegenden Zeit und die Veränderungen, die das Kwantô-Erdbeben von 1923 verursacht hat. Eine Trennung dieser beiden Komponenten ist nicht möglich, ohne eine Annahme für die eine der beiden Komponenten zu machen. Den Untersuchungen liegen 500 Triangulationspunkte zugrunde. *W. Schneider.*

Torahiko Terada. Earthquake and Fisheries. II. Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 714—716, 1933, Nr. 4. Eine statistische Untersuchung über die Menge der an Erdbebetagen gefangenen Makrelen gegenüber anderen Tagen. *W. Schneider.*

Vaughan Cornish. The tidal bores which assume the form of a group of short waves. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 183—190, 1934, Nr. 5. Eine Zusammenstellung der Beobachtungen von Wellen, denen eine Reihe von Wellen mit kurzen Perioden überlagert sind. Derartige Wellen können oft an Flußmündungen beobachtet werden. *W. Schneider.*

K. E. Bullen. On the errors in calculations of epicentral distances in earthquakes. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 190—201, 1934, Nr. 5. Untersuchungen über die Fehler, die bei der Bestimmung der Epizentren der Nahbeben auftreten können. *W. Schneider.*

Harold Jeffreys. Upward curvature in seismic time-curves. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 201—202, 1934, Nr. 5. Bei den meisten Laufzeitkurven ist der zweite Differentialquotient nach der Entfernung negativ. Der Verf. macht darauf aufmerksam, daß für gewisse Wellen der sehr tiefen Erdbeben der zweite Differentialquotient der Laufzeitkurve auch positiv werden kann. *W. Schneider.*

Sidon Harris. A semi-graphical method of determining depths of multi-layer, dipping strata from seismic time-travel

curves. Sill. Journ. (5) 27, 13—23, 1934, Nr. 157. Der Verf. beschreibt ein graphisches Verfahren, das er zur Bestimmung der Schichtdicken angewendet und das sich in der Praxis recht gut bewährt hat.

W. Schneider.

E. B. Wilson. Note of corrections in papers by W. A. Zisman: „Young's modulus and Poisson's ratio with reference to geophysical applications“ and „Comparison of the statistically and seismologically determined elastic constants of rocks“. Proc. Nat. Acad. Amer. 19, 989—990, 1933, Nr. 11. Vgl. Phys. Ber. 14, 1895 und 1896, 1933. *K. Jung.*

H. Landsberg. Über tektonische und magnetische Erdbeben. Naturwissensch. 21, 894—896, 1933, Nr. 51. Eine zusammenfassende Darstellung der Erdbebenursachen unter besonderer Berücksichtigung tiefer Erdbeben (Umsetzungsbeben).

K. Jung.

Win Inouye and Yoshi Inaba. On Barometric Gradients at Times of Earthquakes. in Japan (2nd paper). Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 704—713, 1933, Nr. 4.

H. Ebert.

Takeo Matuzawa. Berichtigung zu meiner Arbeit „Fluggeschwindigkeit einiger vulkanischer Bomben“. Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 732, 1933, Nr. 4. Vgl. diese Ber. S. 69.

F. Burmeister. Die Entwicklung der erdmagnetischen Forschung in Bayern. ZS. f. Geophys. 9, 336—341, 1933, Nr. 6/8.

Scheel.

St. Procopiu, G. Vasilu et N. Calinicenco. Mesures magnétiques en Moldavie et Bessarabie. Bull. Acad. Roumaine 16, 33—38, 1933, Nr. 1/3.

H. Ebert.

J. P. Rothé. Observations magnétiques au Scoresby Sund pendant l'année Polaire. C. R. 197, 1057—1059, 1933, Nr. 19. In diesen vorläufigen Mitteilungen über Beobachtungen der französischen Polarstation in Scoresby-Sund wird erwähnt, daß für erdmagnetisch bewegte sowie ruhige Tage eine Periode von etwa 28 Stunden festgestellt wurde. Eine Abbildung zeigt eine Registrierung des magnetischen Gewitters vom 5. August bezüglich H , Z und D . Die Maximalschwankung der Deklination betrug 4° , während die gleichzeitige Störung in Val Yoyeux nur 1° erreichte. Die Ausbreitung erdmagnetischer Störungen über den Erdumfang erfordert, wie durch Vergleich mit Registrierungen anderer Stationen ermittelt wurde, eine Zeit von etwa einer Minute.

Schmerwitz.

W. P. Jenny. Magnetische Vektorenmethode zur Erforschung von regionalen und lokalen geologischen Strukturen und ihre Anwendung auf magnetische Störungen über Europa. Gerlands Beitr. 40, 187—197, 1933, Nr. 2/3. Der Verf. weist darauf hin, daß viel mehr Aufschluß über die lokale geologische Struktur aus einer Kombination der vertikalen und horizontalen Störungskomponenten des magnetischen Feldes zu einem magnetischen Störungsvektor zu erhalten ist als aus der Bestimmung der Störungen der Vertikalkomponente allein. Diese Methode hat der Verf. auf die Untersuchung der regionalen und lokalregionalen Störungen in Europa angewendet und eine Karte der magnetischen Störungsvektoren (Vektordreiecke) Europas gezeichnet und diskutiert.

F. Steinhauser.

Sir Frank E. Smith. The twenty-fourth Kelvin lecture. „The travel of wireless waves.“ Journ. Inst. Electr. Eng. 73, 574—590, 1933, Nr. 444. Es wird zunächst gezeigt, welche Vorstellung der Radiophysiker auf Grund seiner Experimente von der Beschaffenheit unseres Erdsystems und seiner Hülle

bekommen hat, dann wird die Anschauung entwickelt, die der Geophysiker hat. Den Abschluß bildet eine Diskussion, inwieweit beide Anschauungen miteinander vereinbar sind.

Blechschmidt.

F. W. G. White. The diurnal variation of the intensity of wireless waves reflected from the ionosphere. Proc. Phys. Soc. **46**, 91—106, 1934, Nr. 1 (Nr. 252). Es wurden Messungen über den Intensitätsgang der von den ionisierten Zonen der oberen Atmosphäre reflektierten Wellen während der Morgenstunden (zwischen 2 und 9 Uhr) durchgeführt. Die experimentellen Beobachtungen zeigen, daß die magnetoionische Verdopplung des Echos, die durch Appleton und Builder für Reflexionen an der *F*-Zone festgestellt war, sich auch in der *E*-Zone ereignet. Solche Doppelechos wurden allerdings nur während kurzer Zeiten am Vormittag beobachtet, wohl infolge der sehr bald eintretenden totalen Reflexion des außerordentlichen Strahls.

Blechschmidt.

J. A. Ratcliffe and E. L. C. White. Some automatic records of wireless waves reflected from the ionosphere. Proc. Phys. Soc. **46**, 107—115, 1934, Nr. 1 (Nr. 252). Die Verff. beobachteten in Versuchen, die sich über 14 Monate erstreckten, daß das Gebiet unterhalb der *F*-Zone dreifach geschichtet ist. Es besteht aus einer Zwischenzone in 120 bis 180 km Höhe, der *E*-Zone in 100 bis 120 km Höhe und der *e*-Zone, deren Höhe immer nahe bei 105 km Höhe liegt. Die *e*-Zone ist nur zeitweise vorhanden und mit der „nächtlichen“ *E*-Zone identisch, von der in früheren Arbeiten die Rede ist. Die zeitliche Änderung der Ionisation in diesen drei Zonen wird besprochen. Außerdem wurde eine statistische Betrachtung darüber angestellt, ob das Auftreten der nächtlichen Ionisation in der *e*-Zone mit magnetischen Störungen oder Gewittern in Verbindung zu bringen ist.

Blechschmidt.

Hans Plendl. Polarisationsmessungen zur Untersuchung der nächtlichen Peilstrahlwanderungen bei der Funkpeilung. Vortrag Physikertag Würzburg 1933. ZS. f. techn. Phys. **14**, 518—522, 1933, Nr. 11. Um eine Grundlage für die Entwicklung von sicheren, dem Flugfunkbetrieb angepaßten Nachtpeilverfahren zu finden, werden die Peilstrahlwanderungen, welche durch den Nacht- und Dämmerungseffekt verursacht werden, untersucht. Dabei wird von der Vorstellung ausgegangen, daß die Polarisation der am Peiler einfallenden Ionosphärenwellen durch den Refraktionsvorgang gegen die ursprüngliche Lage gedreht wird. Die theoretischen Überlegungen werden ergänzt und belegt durch Polarisationsmessungen an Ionosphärenwellen, ausgeführt mit einem Braunschen Rohr.

Guillery.

J. C. Jensen. The branching of lightning and the polarity of thunderclouds. Journ. Franklin Inst. **216**, 707—748, 1933, Nr. 6. Die Zweckmäßigkeit der Verwendung von Mikrobarogrammen zur Untersuchung der Druckänderung bei Gewitterstörungen auf Weg, Länge und Betrag wird ausführlich behandelt. Die barographischen Registrierungen zeigen, daß viele der beobachteten Gewitter vom sogenannten Doppeltypus sind, welcher in Bombay bereits von Banerji untersucht wurde. Die Laboratoriumsuntersuchungen von Allibone und Peek, die Verzweigungen von einem negativen Punkt zu einer positiven Grundplatte aufwiesen, wurden hier durch 71 Blitzaufnahmen mit abwärts gerichteter Verzweigung bei Entladungen von einer negativen Wolke zum Boden bestätigt. Daher ist die Behauptung von Simpson, die Polarität einer Wolke könnte aus der Verzweigungsrichtung der Entladung bestimmt werden, nicht mehr haltbar. Es wird der Nachweis geführt, daß ein von positiven Ladungen ausgehender Blitz viel stärkere Verästelungen zeigt als ein solcher von einer negativen Wolke. Aus über 7000 Beobachtungen wurde nachgewiesen, daß die durch Blitz verursachten

positiven Feldwechsel die negativen im Verhältnis 1:1,71 übertreffen. Das entspricht etwa dem von Wilson gefundenen Betrag von 1:1,56. Die große Zahl der positiven Feldwechsel erklärt sich aus dem Überwiegen negativer Wolken gegenüber positiven in einem horizontalen Querschnitt. Mit den Untersuchungen von Banerji stimmen die hier gefundenen meteorologischen und elektrischen Daten sehr gut überein.

Schmerwitz.

L. V. Bewley. The Lightning Stroke. Some theoretical speculations. Gen. Electr. Rev. **36**, 516—523, 1933, Nr. 12. Gestützt auf schematische Analogiebildungen mit bekannten elektrostatischen Erscheinungen und geläufigen Schaltungsskizzen werden die Verhältnisse bei Gewitterbildungen und die Blitzentladungen erörtert und auch rechnerisch behandelt. An Hand von Kurven, Formeln und Darstellungen werden eine große Anzahl von Einzelergebnissen erläutert. Die Entstehung der Gewitterwolken wird der von G. C. Simpson aufgestellten Theorie entsprechend angenommen.

Schmerwitz.

Joshua L. Soske. Differences in diurnal variation of vertical magnetic intensity in Southern California. S.-A. Terr. Magnet. **38**, 109—116, 1933, Nr. 2. Tägliche Registrierungen der erdmagnetischen Vertikalintensität an einer größeren Anzahl amerikanischer Stationen zeigen sämtlich ein nahezu gleiches Bild: Ein im wesentlichen konstanter Verlauf mit einem ausgeprägten Minimum gegen Mittag. Es ergibt sich hiermit der Nachweis, daß diese Erscheinungen von den örtlichen Verhältnissen unabhängig sind.

Schmerwitz.

Hubert Garrigue. Activité des matériaux exposés au champ électrique naturel. C. R. **197**, 1619—1620, 1933, Nr. 25. Am Pic-du-Midi (2860 m) wurden einige Versuchskörper, Stücke von Blitzableitern usw., die starken Gewitterfeldern ausgesetzt oder vom Blitz getroffen waren, auf Radioaktivität untersucht. Es ergab sich in einigen Fällen kräftige Aktivierung durch kurzlebige Substanzen.

K. W. F. Kohlrausch.

K. A. Norton. Radio observations of the eclipse. Science (N.S.) **79**, 5, 1934, Nr. 2036. Beobachtung der Ionisationsverhältnisse in der oberen Atmosphäre bei totaler Sonnenfinsternis ermöglicht Bestimmung der Wiedervereinigungszahl. Es wird auf die Wichtigkeit dieser Messungen hingewiesen für die totale Sonnenfinsternis am 14. Februar 1934.

Hermann Schaefer.

G. C. Southworth. Some earth potential measurements being made in connection with the international polar year. Proc. Inst. Radio Ing. **21**, 1740—1748, 1933, Nr. 12. In einer früheren Arbeit waren die Beziehungen zwischen Radio- und Erdpotential-Störungen studiert worden, wobei die Ansicht vertreten wurde, daß ein großer Teil von Veränderungen in der Kennelly-Heaviside-Schicht auf Erdpotentialänderungen zurückzuführen sei. Unter diesen Gesichtspunkten wurden Messungen über den täglichen und jährlichen Gang des Erdpotentials ausgeführt, die in einer Anzahl von Kurven und Diagrammen mitgeteilt werden.

Blechschmidt.

F. T. Davies and B. W. Currie. Audibility of the Aurora and Low Aurora. Nature **132**, 855—856, 1933, Nr. 3344. Mitglieder einer kanadischen Polarexpedition machten umfangreiche Nachforschungen über die Hörbarkeit des Nordlichts bei Händlern, Poizisten, Missionaren und Eskimos. Die meisten Weißen, die gefragt wurden, hatten lange arktische Erfahrung. Die Eskimos wurden nur gefragt, wenn sie die Expeditionsmitglieder mit „verrückte Weiße“ bezeichneten, weil sie das Nordlicht für unhörbar erklärten. Die gesammelten Aussagen der Weißen und der Eingeborenen ergaben, daß die Gegend der größten Hörbarkeit mit der der größten Häufigkeit des Nordlichtes zusammenfällt. Die Expeditions-

mitglieder konnten selbst keine Geräusche während des Nordlichtes wahrnehmen außer in einem Falle, wo ein Assistent Geräusche vernahm, die aber seiner Meinung nach nicht gleichzeitig mit dem Aufblitzen des Nordlichtes ertönten. *Ritschl.*

Joseph Kaplan. *Light of the Night Sky and Active Nitrogen.* *Nature* **132**, 1002—1003, 1933, Nr. 3348. Das vom Verf. beschriebene Stickstoffnachleuchten (*Phys. Rev.* **42**, 807, 1932) wurde im sichtbaren Gebiet photographiert. Es besteht aus Banden, die von sehr viel höheren Schwingungsquanten ausgehen als das gewöhnliche Nachleuchten. Unterschiede gegenüber dem Spektrum in einer Entladung werden beschrieben. Die Versuche bestätigen die *Sommersche* Ansicht, daß das Spektrum des Nachthimmellichtes dem des Nordlichtes gleicht, und zeigen, daß die Anregung im Nachthimmel gleich ist der Anregung des Stickstoffnachleuchtens. Die Farben der erregenden Entladung schwanken sehr stark mit der Stromstärke und erinnern an die Farben des Nordlichtes. Die Untersuchungen werden im Ultraviolett fortgesetzt. *Ritschl.*

Benedict Cassen. *On the Nature of Cosmic-Ray Showers.* *Phys. Rev.* (2) **44**, 513, 1933, Nr. 6. Es werden Vorgänge kurz besprochen, durch welche die Absorption und die Bildung von Schauern bei der Höhenstrahlung erklärt werden können. *Kolhörster.*

Bruno Rossi. Über die Wirkungen der Ultrastrahlung auf die Materie. *Helv. Phys. Acta* **6**, 440—444, 1933, Nr. 6. (Vortrag in Zürich.) Die Sekundärstrahlen der Höhenstrahlung entstehen nach *Blackett* und *Occhialini* in Kernprozessen, bei denen Gruppen mehrerer Teilchen gleichzeitig erzeugt werden. Dasselbe Ergebnis zeigen Versuche des Verf. bei Zwei- und Dreifach-Koinzidenzen, weil bei beiden die Abhängigkeit der Koinzidenzenzahl von der Schichtdicke gleich ist. Aus den weiteren Versuchen des Verf. ergibt sich: Die Häufigkeit der Kernprozesse nimmt stark ab mit abnehmendem Atomgewicht ($\text{Pb}:\text{Fe}:\text{Al} \sim 4:2:1$). Das mittlere Durchdringungsvermögen der die Kernprozesse hervorrufenden Strahlen beträgt nur wenige Zentimeter Blei. Die Ursache der Kernprozesse kann also nicht die primäre Höhenstrahlung sein. Diese sekundären Strahlen werden im Absorber erzeugt. Ihre Gleichgewichtsmenge im Verhältnis zu den primären ist in Luft 3- bis 4 mal so groß als in Blei. Sie wird stärker in schweratomigen als in leichtatomigen absorbiert. Da die Kernprozesse in schweren Elementen häufiger als in leichten auftreten, so sind sie die Hauptursache der Absorption dieser Sekundären. Durch gewöhnliche Ionisationsprozesse wäre auch die Absorption dieser Sekundären von einigen Milliarden e-Volt Energie in wenigen Zentimetern Blei nicht erklärbar. Die Erzeugung dieser Sekundären muß wesentlich bei der Absorption der Primärstrahlen mitsprechen. Da die Primären in den verschiedenen Elementen nahezu massenproportional absorbiert werden, wird die Sekundärstrahlung etwa im selben Maße bei den verschiedenen Elementen erzeugt. Da ihr Durchdringungsvermögen in den leichten Elementen viel größer als in schweren ist, so ist ihre Gleichgewichtsmenge in leichten größer als in schweren Substanzen. Hiermit erklären sich die Übergangseffekte in allen Einzelheiten. Vielleicht besteht die Primärstrahlung aus Positronen, beim Zusammentreffen mit Elektronen entsteht die energiereiche γ -Sekundärstrahlung, welche durch Kernzusammenstöße die Schauer erzeugt. *Kolhörster.*

E. C. Stevenson. *Azimuthal Asymmetry of the Cosmic Radiation in Colorado.* *Phys. Rev.* (2) **44**, 855, 1933, Nr. 10. In der Nähe von Fulford, Colorado (48° geom. Nord, 3100 m Seehöhe) wurde mit derselben Apparatur wie in Swarthmore (*Thomas H. Johnson* und *E. C. Stevenson*, *Phys. Rev.* **44**, 125, 1933) die West-Ost azimuthale Asymmetrie koinzidierender Höhenstrahlen bei 30 und 45° Zenitabstand zu etwa 2% ermittelt. *Kolhörster.*

E. V. Appleton and E. G. Bowen. Sources of Atmospherics and Penetrating Radiation. Nature 132, 965, 1933, Nr. 3347. Die mit einem Kathodenstrahlrichtungsanzeiger beobachteten „Atmospherics“ und die Koinzidenzen zweier Zählrohre, die die Höhenstrahlen aus „östlichen“ Richtungen anzeigen, werden auf einem Film registriert. Die Zahl der Koinzidenzen zwischen Höhenstrahlen und „atmospherics“ ist 5—0 Sekunden vor Eintreffen der „atmospherics“, übersteigt nicht die Zahl der zufälligen, 0—1, 1—2 und 2—5 Sekunden danach zeigen sich Korrelationen von etwa 8, 6, 0 % bezüglich. In den ersten beiden Sekunden nachher ist ihre Anzahl etwa 2½-fach größer als der statistische Fehler. Die Beobachtungszeit betrug 960 min, 407 Koinzidenzen wurden gezählt, 4,21 „atmospherics“ in der Sekunde. Das Ergebnis wird in bezug auf die „run-away electrons“ Wilsons besprochen.

Kolhörster.

Gordon L. Locher. Cloud photographs of cosmic-ray Stösse. Journ. Franklin Inst. 216, 673—682, 1933, Nr. 6. Es wird eine von Dreifach-Koinzidenzen gesteuerte Wilsonkammeranordnung zur Beobachtung von Höhenstrahlen beschrieben, Photographien von „Stößen“ werden diskutiert und mit solchen von Be-Neutronen verglichen. Schließlich wird auf eine Anordnung von 8 Dreifach-Koinzidenzzählern hingewiesen, mit welcher diese Stöße weiter untersucht werden sollen.

Kolhörster.

Axel Corlin. Cosmic Ultra-radiation and Aurorae Boreales. Nature 133, 24—25, 1934, Nr. 3349. Bericht über das Verhalten der Höhenstrahlung im Zusammenhang mit Nordlichtern in Abisko (68° 21' N) während der Zeiten Oktober 1929 bis Juli 1930 und September 1932 bis Juli 1933. Der 1929/30 gefundenen Zunahme der Intensität bei Nordlicht steht 1932/33 eine Abnahme gegenüber. Dies Verhalten erklärt sich wahrscheinlich dadurch, daß die Intensität stets während magnetischer Stürme abnimmt, der wachsende Einfluß der Sonnenfleckenmaxima sich aber überlagert.

Kolhörster.

Axel Corlin. The New Hard Component of the Cosmic Ultra-Radiation. Nature 133, 63, 1934, Nr. 3350. Ionisationsmessungen der Höhenstrahlen wurden vom Verf. im Eisenbergwerk Kiirunavaara bei Kiruna (Nord-schweden) ausgeführt. Ein starker Einfluß der Radioaktivität der Erze (etwa $5 \cdot 10^{-11}$ g/g) wurde gefunden und machte sich sehr störend bemerkbar, der durch Bleiabschirmung und luftdichten Abschluß der Apparatur auszuschalten versucht wurde. Bei einer angenommenen, aber experimentell noch nicht bestimmten Reststrahlung der Apparatur von 0,0300 J erhält man folgende Intensitätswerte in J und Massenabsorptionskoeffizienten (μ/ρ) in $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$:

		μ/ρ
13 m Erztiefe	0,1046 J	$16 \cdot 10^{-5}$
28 „ „	0,0315 „	15
53 „ „	0,0102 „	2
75 „ „	0,0074 „	2
86 „ „	0,0066 „	0
101 „ „	0,0066 „	

Es würden sich, sofern die Annahmen zutreffen, damit Regeners härteste Komponente und die von Kolhörster gefundenen noch bedeutend härteren Höhenstrahlen bestätigen.

Kolhörster.

Max Born. Cosmic Rays and the New Field Theory. Nature 133, 63—64, 1934, Nr. 3350. Die hohe Durchdringungsfähigkeit der Höhenstrahlen bietet der Diracschen Theorie des bewegten Elektron besondere Schwierigkeiten, wenn die Höhenstrahlung als aus Elektronen, nicht als aus Protonen bestehend angenommen wird. Verf. zeigt, daß nach der neuen Feldtheorie von Born und Infeld (Nature 132, 282, 1933) der Wirkungsquerschnitt schnell mit zunehmenden

der Energie der Strahlen kleiner wird, diese Schwierigkeit also entfällt. Könnte man Protonen in der Höhenstrahlung als ausgeschlossen annehmen, so wäre also im Durchdringungsvermögen der Höhenstrahlung eine Bestätigung der neuen Feldtheorie zu sehen.

Kolhörster.

A. Dauvillier. *Activité cosmique et activité solaire. Observation des rayons cosmiques au Scoresby Sund pendant l'Année Polaire.* C. R. 197, 1741—1744, 1933, Nr. 26. Benutzt wurde Ionisationskammer nach Wulf-Kolhörster ohne Panzer und die nach Claude mit reinem Argon (100 Atm.) und 10 cm Zinkpanzer. Beobachtet wurde keine Abhängigkeit von der magnetischen Breite, ein barometrischer Effekt von 20 %, ein Absorptionskoeffizient μ_0 in Luft = $2,58 \cdot 10^{-3}$ (1. Kammer) und = $1,66 \cdot 10^{-3}$ (2. Kammer), in Zink = $2,0 \cdot 10^{-3}$ cm²/g, die absolute Intensität der kosmischen Strahlung in Meereshöhe und Normaldruck J = 2,81 Ionenpaare/cm sec bei 0° C und 760 mm. Neben konstanter Strahlung wurden Schwankungen bis 17 % festgestellt. Die kosmische Aktivität steht nicht in Beziehung zu magnetischer, Nordlicht- und Sonnenaktivität. Daran anschließende theoretische Deutung fußt auf der Annahme, daß als Ursache der kosmischen Strahlung solare Elektronen anzusehen sind, wobei zwischen äußerer und innerer Korona unterschieden wird.

Sättele.

G. F. Hull. *Cosmic-Ray Counters and Cosmic-Ray Counts.* Phys. Rev. (2) 44, 952, 1933, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Diskussion einiger Eigenschaften von Zählkammern und ihrer Verwendung einzeln und in Kombination zur Ermittlung von Richtungseffekten.

K. W. F. Kohlrausch.

E. Regener. Weitere Messungen der Ultrastrahlung in der Stratosphäre. Vortrag Physikertag Würzburg 1933. Phys. ZS. 34, 820—823, 1933, Nr. 22. Nachtrag ebenda S. 880, 1933, Nr. 23. Von vier Aufstiegen von Ballon-Sonden (3 m Durchmesser) mit Registrierelektrometern in die Stratosphäre zeigten drei einen übereinstimmenden Verlauf der Ultrastrahlungsintensität mit der Höhe. Über 20 km nähert sich die Intensität einem maximalen Endwert von nahe 300 J. (Größte erreichte Höhe \sim 26 km bei 17,6 mm Hg Luftdruck.) Der vierte Aufstieg gab einen abweichenden Verlauf bei Luftdrücken < 100 mm Hg (> 15 km Höhe): die Intensität stieg noch weiter an, so daß bei 32 mm Hg Luftdruck 340 J gemessen wurden. An diesem Tage war aber das magnetische Feld der Erde gestört, während an den übrigen Aufstiegs-tagen dieses nicht der Fall war. Auch war an diesem Tage ein größerer Sonnenfleck nahe der Sonnenmitte, so daß die erhöhte Intensität in großen Höhen an diesem Tage vielleicht einer relativ weichen, von einem Sonnenfleck kommenden zusätzlichen Strahlung zuzuschreiben ist. Des weiteren wird eine Meßmethode der Ultrastrahlung mit einer offenen Ionisationskammer beschrieben, bei der sich der Druck mit dem äußeren Luftdruck ausgleicht. Ein Aufstieg mit einer solchen Kammer am 30. August 1933 zeigte ein Maximum des Ionisationsstromes bei 120 mm Hg Luftdruck. Die Komponenten der Ultrastrahlung finden sich in der erhaltenen Kurve angedeutet.

E. Regener.

Erich Regener. Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung und ihre Deutung. Helv. Phys. Acta 6, 450—456, 1933, Nr. 6. (Vortrag in Zürich.)

E. Regener. *New Results in Cosmic Ray Measurements.* Nature 132, 696—698, 1933, Nr. 3340. Vortrag in Leicester. Siehe vorstehendes Referat. *E. Regener.*

R. B. Seymour Sewell. *The John Murray Expedition to the Arabian Sea.* Nature 133, 86—89, 1934, Nr. 3351.

H. Ebert.

Hans Ertel. Eine neue Methode zur Berechnung der Eigenschwingungen von Wassermassen in Seen unregelmäßiger Gestalt. Berl. Ber. 1933, S. 746—750, Nr. 24. Unter Anwendung der wellenmechanischen

Störungsrechnung wird für die Eigenschwingungen longitudinaler Seiches in Seen unregelmäßiger Gestalt eine Formel bewiesen, die die sogenannte japanische Ableitung als Spezialfall enthält.

Fritz Hänsch.

Jonas Ekman Fjeldstad. Windstrom in einem eisbedeckten Meere. ZS. f. angew. Math. u. Mech. **13**, 348—355, 1933, Nr. 5. Die früher vom Verf. abgeleiteten Bewegungsgleichungen von nichtstationären Strömungen (s. Phys. Ber. **11**, 2081, 1930) und ihre Anwendung auf die Erzeugung von Meeresströmungen durch Wind werden neu behandelt. Verf. sucht die entsprechende Lösung für den Fall, daß die Oberfläche des Meeres mit Treibeis bedeckt ist, so daß auch die Trägheit des Eises berücksichtigt werden muß. Nach ausführlicher Darlegung der Rechnung kommt Verf. zum Ergebnis, daß sich die Wirkung der Eisdecke durch eine Vergrößerung der Ablenkung des Stromes von der Richtung des Windes bemerkbar macht und daß die Geschwindigkeit des Stromes etwas kleiner wird als in dem Falle einer freien Oberfläche.

H. Ebert.

Torahiko Terada. Luminous Phenomena accompanying Destructive Sea-waves (Tunami). Proc. Imp. Acad. Tokyo **9**, 367—369, 1933, Nr. 8. Im Zusammenhang mit Erdbeben werden verschiedentlich auf See Wellen beobachtet, die zerstörend wirken und die manchmal von grellen Lichterscheinungen begleitet sind. Es wird nun versucht, diese Erscheinungen durch das Aufleuchten von kleinen Meerestierchen zu erklären; und zwar handelt es sich um eine Art Plankton, die sogenannte *Noctiluca miliaris*.

Fritz Hänsch.

R. L. Smith-Rose. The Electrical Properties of Sea-Water for Alternating Currents. Proc. Roy. Soc. London (A) **143**, 135—146, 1933, Nr. 848. Die vorliegenden Versuche wurden sowohl zur Prüfung früherer Untersuchungen der Leitfähigkeit, die bis zu Frequenzen von 1100 Kilohertz hinauf gingen, sowie zur Erweiterung dieses Gebietes bis zu 10 000 Kilohertz ausgeführt. Die Leitfähigkeit des Wassers vom Englischen Kanal beträgt hiernach $3,9 \cdot 10^{10}$ elektrostatische Einheiten bei 500 Kilohertz und steigt auf $5,4 \cdot 10^{10}$ bei 10 000 Kilohertz bei einer Temperatur von 20° C. Der Temperaturkoeffizient ergab sich zwischen 0 bis 40° C zu +2,7 % pro Grad C. Eine plötzliche Abnahme der Leitfähigkeit wurde bei —2° C beobachtet. Unterhalb dieser Temperatur ist der Koeffizient wesentlich kleiner.

Schmerwitz.

Experiments in the Stratosphere. Nature **133**, 15—16, 1934, Nr. 3349.

Seitarô Suzuki. Methane in the Atmosphere. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) **16**, 35—38, 1934, Nr. 1.

H. Ebert.

A. Dauvillier. Sur l'origine de l'ozone atmosphérique. Recherches faites au Scoresby Sund durant l'Année Polaire. C. R. **197**, 1339—1341, 1933, Nr. 22. Auf Grund von Ozonmessungen, die während des Polarjahres in Scoresby Sund mit Hilfe einer chemischen Methode angestellt wurden, werden Betrachtungen über Ursprung und Entstehung des in der Atmosphäre enthaltenen Ozons ausgeführt.

Fritz Hänsch.

N. R. Dhar and Atma Ram. Formaldehyde in the Upper Atmosphere. Nature **132**, 819—820, 1933, Nr. 3343. Im Anschluß an bisherige Arbeiten über die Ozonschicht in der oberen Atmosphäre werden Untersuchungen über den Zusammenhang von Ozon und Formaldehyd (HCHO) angestellt. HCHO wird nachgewiesen im Regenwasser und entsteht aus Wasser und Kohlensäure unter Einwirkung der kurzwelligeren Strahlung. Während zur Bildung von Ozon eine Wellenlänge von etwa 2020 Å genügt, wird zur Bildung von Formaldehyd Strahlung der Wellenlänge von etwa 2550 Å benötigt.

Fritz Hänsch.

Chr. Jensen. Bemerkungen zu Willi M. Cohn, Elektronenbombardement als Faktor bei atmosphärischen Erscheinungen. Gerlands Beitr. 40, 198—205, 1933, Nr. 2/3. Es werden einige von Cohn angeführte Beobachtungstatsachen berichtigt und überdies wird der Meinung Ausdruck gegeben, daß die Wirkung des von Cohn angenommenen Elektronenbombardements auf die atmosphärischen Störungen höchstens von ganz geringer Bedeutung sein könnte. *F. Steinhäuser.*

E. Kidson. Some New Zealand Weather Charts. Gerlands Beitr. 40, 206—225, 1933, Nr. 2/3. Es werden die Wetterkarten vom 5. bis 22. Februar 1932 wiedergegeben und die Zyklonenentwicklung und die damit zusammenhängende Witterungsbildung und Luftzirkulation in dieser Periode ausführlich besprochen. *F. Steinhäuser.*

Herbert Schilder. Untersuchungen über die Luftbewegung auf der Insel Wangerooge. Gerlands Beitr. 40, 272—297, 1933, Nr. 2/3. Es werden Jahresgang, täglicher Gang und Häufigkeiten der Windgeschwindigkeiten, jährliche, monatliche und tägliche Luftversetzung, Windstruktur und Böigkeit des Windes nach fünfjährigen Registrierungen auf Wangerooge besprochen. Über Land kommende Winde zeigen größere Böigkeit als über See wehende. Flut und Bewölkung steigern die Böigkeit. Im gleichen Sinn wird die mittlere Schwankung der Böen beeinflusst. Getrennt nach den einzelnen Windrichtungen sind für verschiedene Geschwindigkeitsstufen Windböenmittel, mittlere Schwankungsamplituden und Böigkeitsextrema mitgeteilt. *F. Steinhäuser.*

Jakob Siegenthaler. Bodentemperaturen in Abhängigkeit von äußeren meteorologischen Faktoren. Gerlands Beitr. 40, 305—332, 1933, Nr. 2/3. Durch Berechnung von Korrelationskoeffizienten und durch Gruppieren der Tage nach Sonnenschein, Bewölkung und Niederschlagsstufen wurde festgestellt, daß an Tagen ohne Niederschlag, mit viel Sonnenschein, aber nur geringer Bewölkung in 10 cm Tiefe die Bodentemperaturen im Winterhalbjahr als Wirkung von Ein- und Ausstrahlung unter und im Sommerhalbjahr über den mittleren Jahresgang abweichen. An Tagen mit Niederschlag und Bewölkung ist die Abweichung im Winter positiv und im Sommer negativ. Die Differenz zwischen Luft- und Bodentemperatur in 10 cm Tiefe weist einen ausgesprochenen täglichen Gang auf; die Abweichungen hiervon in den einzelnen Monaten können zur Bestimmung des Einflusses der Lufttemperatur auf die Bodentemperatur verwendet werden. Es wird auch noch der Einfluß des Niederschlages auf die Wärmekapazität und Konsistenz des Bodens in Zusammenhang mit der Beeinflussung der Wärme- bzw. Temperaturleitfähigkeit besprochen. *F. Steinhäuser.*

Kurt Wegener. Die Temperatur der Stratosphäre. Gerlands Beitr. 40, 345—352, 1933, Nr. 2/3. Der Verf. gibt hier eine kritische Zusammenstellung der Erscheinungen, aus denen Schlüsse über die Temperatur der oberen Stratosphäre (30 bis 50 km) und der Polarlichtsphäre (70 bis 250 km) gezogen werden. Er hält danach für wahrscheinlich, daß die obere Stratosphäre sehr niedere Temperaturen aufweist und daß die aus der Schallausbreitung erschlossene obere Schichtgrenze nicht durch eine Temperaturinversion, sondern durch Beimischung leichter Gase verursacht wird. In der Polarlichtzone müßte nach Strahlungsergebnissen die Temperatur mindestens ebenso niedrig sein wie in der unteren Stratosphäre. *F. Steinhäuser.*

Hilding Köhler. Über die Chlorverteilung und die Tropfengruppen im Nebel und über Farbenberechnung der Kränze im weißen Lichte nebst einigen kritischen Bemerkungen der Koagulationstheorien der Nebeltropfen. S.-A. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) 24, Nr. 9, 50 S., 1933. Zunächst werden Untersuchungen über die Größe

der Nebeltröpfchen und ihre Gruppenverteilung angestellt, um dann die gesetzmäßige Verunreinigung durch Salz, Ruß usw., besonders aber durch Chlor zu behandeln. Weiterhin werden weiße und farbige Kränze untersucht, indem einmal im Laboratorium künstliche Kränze mit Hilfe von Pilzsporen erzeugt werden, ein anderes Mal, indem im natürlichen Nebel Kränze um den Mond, die Sonne oder eine künstliche Lichtquelle vermessen werden. Unter Zugrundelegung theoretischer Ableitungen werden die Nebeltröpfchen errechnet und die beiden Resultate miteinander verglichen. Zum Schluß wird auf die bisher vorhandenen Koagulationstheorien zur Erklärung der Nebelentstehung, besonders auf die von V. Bjerknes, eingegangen, wobei festgestellt wird, daß bisher keine einzige restlos befriedigt. *Fritz Hänsch.*

Hans Ertel. Verallgemeinerung eines Satzes von A. Defant über die Parallelität von Stromlinien und Isohypsen in einer adiabatisch geschichteten Atmosphäre bei stationärer Strömung. Berl. Ber. 1933, S. 751—753, Nr. 24. Es wird gezeigt, daß der Satz von Defant: „In einer adiabatischen Atmosphäre kann sich über unebenem Boden ein stationärer Luftstrom nur in der Weise einstellen, daß er den Isohypsen der Bodenerhebung folgt“, so verallgemeinert werden kann, daß er auch für eine nicht adiabatisch konstituierte Atmosphäre gilt, wenn nur eine Homotropierelation existiert. *Fritz Hänsch.*

P. Idrac. Sur l'étude des mouvements internes des masses nuageuses par la cinématographie accélérée. C. R. 197, 1341—1342, 1933, Nr. 22. Erfahrungen und Resultate werden mitgeteilt, die bei kinematischen Wolkenaufnahmen gemacht wurden, um die innere Vertikalbewegung besonders in Cu-Wolken auf diese Weise näher zu untersuchen. *Fritz Hänsch.*

L. Herman. Sur l'absorption des radiations ultraviolettes dans la basse atmosphère. C. R. 197, 1342—1344, 1933, Nr. 22. Die von Herzberg in reinem Sauerstoff gefundenen acht Absorptionsbanden zwischen 2400 und 2600 Å werden hier auch bei Versuchen mit atmosphärischer Luft ermittelt. Der Absorptionsweg betrug 180 m. *Schmerwitz.*

K. R. Ramanathan and K. P. Ramakrishnan. Distortion of the Tropopause due to Meridional Movements in the Sub-Stratosphere. Nature 132, 932, 1933, Nr. 3346. Es werden Betrachtungen über die Verzerrung der Tropopause infolge meridionaler Bewegungen in der Substratosphäre angestellt. Besonders wird hingewiesen auf die große Änderung der Höhe der Tropopause zwischen 45 und 20° Breite im Winter und 50 und 30° Breite im Sommer. Die Untersuchung fußt besonders auf Temperaturmessungen in der freien Atmosphäre über Agra und Poona. *Fritz Hänsch.*

A. Graham. Shear Patterns in an Unstable Layer of Air. Phil. Trans. (A) 232, 285—296, 1933, Nr. 714. Es werden Versuche, Versuchsanordnung und Resultate mitgeteilt, die es gestatten, gewisse Wolkenformen künstlich im Experiment zu erzeugen und auf diese Weise genetisch zu erklären. *Fritz Hänsch.*

F. Bošnjaković. Zustandsänderungen feuchter Luft. Forschung a. d. Geb. d. Ingenieurw. 4, 280—286, 1933, Nr. 6. Adiabatisch-isentropische, umkehrbare Zustandsänderungen feuchter Luft sind vornehmlich für die Meteorologie, zum Teil auch für die Technik von Bedeutung. Der Verf. entwickelt ein s, x -Diagramm (s = Entropie, x = Feuchtigkeitsgehalt) für feuchte Luft, das in Verbindung mit dem Mollier'schen i, x -Diagramm für die erwähnten Zwecke gute Dienste leistet. Dies wird an verschiedenen Beispielen gezeigt (Föhn, der beim Absinken nördlich der Alpen wärmer ist als beim Aufsteigen am Mittelmeer; Auftrieb von Luft; Beurteilung von Entnebelungsanlagen; Vorgänge im Vergasermotor; Kompressorkühlung; Entfeuchtung durch Arbeitsleistung). Auch die vom Druck P unabhängigen

Linien für konstantes γ/P (γ = spezifisches Gewicht) sind in das Diagramm eingetragen.

Max Jakob.

Heinrich Mache. Über die Absorption des Schalles in nebeliger Luft und in der freien Atmosphäre. *Meteorol. ZS.* 50, 393—398, 1933, Nr. 11. Nebeltröpfchen in einer Nebelkammer werden bei Kompression der Kammerluft kleiner und bei Dilatation größer; die Kondensations- bzw. Verdampfungsgeschwindigkeit ist so groß, daß diese Veränderungen sich noch bei Schallfrequenzen feststellen lassen. — Es wird eine Methode zur Beobachtung dieser Erscheinungen mitgeteilt. Im mit dichtem Nebel gefüllten Raum ist c_p, c_v wesentlich kleiner als 1,4; die Resonanzfrequenz eines mit feuchter Luft gefüllten Zylinders besitzt dementsprechend einen anderen Wert als in nebelfreier Luft. Die Bedeutung dieser Erscheinungen für die Absorption des Schalles der Atmosphäre wird eingehend diskutiert. Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß die Schallabsorption bei Berücksichtigung der Verdampfungseffekte wesentlich größer wird als sie in früheren Arbeiten anderer Forscher (welche als energievernichtend nur die Vorgänge der Wärmestrahlung, der Wärmeleitung und der Reibung einsetzen) berechnet worden ist. Die Berücksichtigung der Verdampfungserscheinungen ergibt Schallabsorptionswerte, die wesentlich besser als die früher berechneten Werte mit der Beobachtung übereinstimmen.

F. Trendelenburg.

G. Dedeant. Sur les enveloppes d'isobares. *C. R.* 197, 1447—1449, 1933, Nr. 23.

K. Jung.

Condensation of Water in the Atmosphere. *Nature* 132, 938, 1933, Nr. 3346. Es wird die Theorie der ganzen Proportionen bei Wassertropfen in der Atmosphäre angezweifelt. Die Frage der Übersättigung, besonders in Wolken, als noch nicht eindeutig erwiesen betrachtet.

H. Ebert.

E. Gold. Condensation of Water in the Atmosphere. *Nature* 133, 102, 1934, Nr. 3351. Verf. stützt die Theorie der ganzen Proportionen bei Regentropfen.

H. Ebert.

M. Boriosi. Le curve di disattivazione che si ottengono nelle misure di radioattività atmosferica con varie durate di raccolta. *Cim. (N. S.)* 10, 286—297, 1933, Nr. 7. Es werden Tabellen der Koeffizienten mitgeteilt zur Auflösung der Kurven der Desaktivierung, die bei den Messungen der atmosphärischen Radioaktivität nach einer Methode erhalten werden, die auf der Messung der aktiven Niederschläge beruht (G. Aliverti, *Cim. (N. S.)* 9, 233, 1932). Es wird ein Kunstgriff mitgeteilt, mit Hilfe dessen aus einer bekannten Kurve eine unbekannte ermittelt werden kann.

Tollert.

L. W. Tilton. Sunspot Number and the Refractivity of Dry Air. *Nature* 132, 855, 1933, Nr. 3344. Aus 19 Beobachtungsreihen des Refraktionsindex der Luft seit 1912 wird der Korrelationsindex mit der Sonnenfleckenzahl zu $r = -0,52 \pm 0,11$ ermittelt. Es scheint demnach, daß im zweiten Teil des magnetischen Fleckenzyklus dichtere Komponenten in der Luft einen etwas höheren Refraktionsindex bedingen.

Sättele.

G. Brinckmeier. Pendelmessungen zu Zwecken der praktischen Geologie im norddeutschen Flachlande. *Petroleum* 30, Nr. 1, S. 1—6, 1934.

H. Ebert.

H. Bongards. Zur Frage des Belüftungseinflusses auf die Angaben des Psychrometers. *ZS. f. Instrkde.* 54, 19—21, 1934, Nr. 1. Verf. setzt sich mit den Einwendungen von Ebert und Pfeiffer (*Phys. Ber.* 14, 1046, 1933) auseinander und kündigt eine weitere Veröffentlichung über diesen Gegenstand an.

H. Ebert.

Geophysikalische Berichte

R. Süring. Hugo Dominik†. Meteorol. ZS. 51, 78—79, 1934, Nr. 2. *Scheel.*

An instrument for the measurement of the resistance of earth plates. Journ. scient. instr. 11, 23—24, 1934, Nr. 1. *H. Ebert.*

Herbert Michler. Der Sphärant, ein Instrument zur direkten Beobachtung von Stundenwinkel oder Breite. Ann. d. Hydrogr. 62, 26—30, 1934, Nr. 1. Verf. behandelt das an der California-Universität entwickelte, von H. B. Kaster in „The Hydrographic Review“, VIII. 2. beschriebene Navigationsinstrument, das die unmittelbare Beobachtung von Stundenwinkel oder Breite gestattet und „Sphärant“ genannt wird. Das Gerät, dessen Brauchbarkeit die US-Marine für See- und Luftnavigation anerkannt hat, enthält drei Kreise bzw. Kreisbogen, den Deklinationskreis, den Stundenwinkel- und den Breitenbogen. Soweit die nicht bebilderte Beschreibung erkennen läßt, ist das Gerät aus dem Libellen-sextanten entwickelt worden. Die Beobachtung erfolgt mit Hilfe eines Fernrohres, das mit Fadenkreuz versehen ist, im Gesichtsfeld des Fernrohres wird über eine Prismenanordnung das Bild der Libelle sichtbar. Auf das Beobachtungsverfahren mit dem neuen Gerät, das die Lösung verschiedener nautischen Aufgaben ohne Rechnung gestattet, wird näher eingegangen, ebenso auf die Frage, wie die üblichen Berichtigungen, wegen Refraktion usw. zu berücksichtigen sind. Verf. weist am Schluß auf die Mängel des neuen Gerätes hin, das er zwar für einen beachtlichen Fortschritt mit Rücksicht auf seine Empfindlichkeit gegenüber Beschleunigungen, aber nicht für eine endgültige Lösung hält. *W. Keil.*

Leo Wenzel Pollak. Bemerkungen zur Benutzung von Halbleiter-Photozellen in der Meteorologie im allgemeinen und zwei Versuche ihrer Anwendung im besonderen. Gerlands Beitr. 41, 92—102, 1934, Nr. 1. Der Verf. bespricht hier, veranlaßt durch eigene Erfahrungen, einmal übersichtlich die bei Verwendung der Halbleiterphotozellen für meteorologische Messungen zu beachtenden Fehlermöglichkeiten und gibt Vorschläge zu ihrer Beseitigung. Die Temperaturabhängigkeit der Zellen kann durch Einbau in wärmeundurchlässige Hüllen herabgesetzt werden. Photostrom und Beleuchtungsstärke sind namentlich bei Verwendung eines großen äußeren Widerstandes einander nicht proportional; durch Herabsetzen des äußeren Widerstandes und durch Eichung kann diesem Verhalten begegnet werden. Der oft wesentlichen Alterung der Zellen ist durch Nacheichung in bestimmten Zeitabständen Rechnung zu tragen. Von der Vorschaltung von Mattgläsern wird abgeraten. *F. Steinhäuser.*

H. Schmehl. Die Mitschwingensreduktion von Pendelbeobachtungen. Zu den Ausführungen von E. A. Ansel. ZS. f. Geophys. 9, 309—312, 1933, Nr. 6/8. Die Ausführungen Ansels (Gerlands Beitr. 25, 36—52; 26, 92), nach denen die Furtwänglerschen Momentanformeln zur Reduktion des Mitschwingens von Schwerependeln nicht anwendbar sein sollen, sind unzutreffend. *K. Jung.*

René Perrin. Réflexions sur la formation de la Terre. C. R. 198, 105—107, 1934, Nr. 1. Geochemische Betrachtungen lassen es als wahrscheinlich erscheinen, daß bei der Abkühlung der Erde sich zuerst die äußeren Schichten verfestigt und dem Metallkern die Möglichkeit genommen haben, den Sauerstoff der Atmosphäre zu binden. Vermutlich hat auch der Kohlenstoff eine wesentliche Rolle bei der Erhaltung des atmosphärischen Sauerstoffs gespielt. Es ist möglich, daß auf Himmelskörpern, die wie der Mond aus leichtem Material aufgebaut sind, der ganze Sauerstoff von Anfang an im Gesteinsmantel gebunden war, eine Sauerstoffatmosphäre also nie bestanden hat. *K. Jung.*

H. Haalek. Neue Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser. *ZS. f. Geophys.* 9, 285—295, 1933, Nr. 6/8. Mit dem vom Verf. konstruierten statischen Schweremesser wurden Versuche auf einem Eilfrachtdampfer während der Fahrt von Hamburg nach Potsdam ausgeführt. Sechs in früheren Jahren vermessene Pendelstationen liegen unmittelbar an der Elbe, zwölf Pendelstationen nicht weit von der Fahrtroute. Die Reise dauerte drei Tage. Nachdem an den Ergebnissen des zweiten Tages ein durch Vergleich mit den Pendelwerten berechneter, der Zeit proportionaler Gang der Nullage abgezogen war, konnte eine Übereinstimmung mit den Pendelmessungen bis auf einen mittleren Fehler von etwa ± 3 Milligal festgestellt werden. Einen ähnlichen mittleren Fehler ergaben Messungen längs der Versuchsstrecke Potsdam—Treuenbrietzen, bei denen der Apparat auf einem Auto aufgehängt war. Das Ergebnis dieser Versuche läßt erwarten, daß ein unter Berücksichtigung aller Erfahrungen neu konstruierter barometrischer Schweremesser in Form eines dreifachen Apparates zur allgemeinen gravimetrischen Untersuchung von Ländern und Meeren geeignet ist. *K. Jung.*

E. Kleinschmidt. Erwiderung auf den Aufsatz von R. Tomaschek und W. Schaffernicht: Die Flut der festen Erde. *ZS. f. Geophys.* 9, 308—309, 1933, Nr. 6/8.

R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Bemerkung hierzu. *ZS. f. Geophys.* 9, 309, 1933, Nr. 6/8. *K. Jung.*

Karl Jung. Bemerkungen zu F. Ackerls Berechnung der Geoid- und undulationen. *ZS. f. Geophys.* 9, 323—324, 1933, Nr. 6/8. Es wird gezeigt, daß die Berechnungen Ackerls (*ZS. f. Geophys.* 9, 265, 1933) wegen eines Vorzeichenfehlers und Widersprüchen der theoretischen Grundlagen mit gesicherten Ergebnissen der Potentialtheorie nicht die Gestalt des Geoids wiedergeben können. *K. Jung.*

F. Ackerl. Stellungnahme zu dem vorangehenden Aufsatz von Karl Jung. *ZS. f. Geophys.* 9, 325, 1933, Nr. 6/8. *K. Jung.*

A. Gruvel et W. Besnard. Recherches sur la nature des fonds de la côte occidentale du Maroc entre le cap Cantinet et le cap Ghir. *C. R.* 197, 1675—1676, 1933, Nr. 25. An der Westküste Marokkos werden geologische Untersuchungen durchgeführt, um die Bodenarten festzustellen, und um so dem Raubbau, der bei Erzgewinnung dort getrieben wird, entgegenarbeiten zu können. Über die Resultate wird berichtet, indem die untersuchte Gegend in verschiedene Zonen eingeteilt wird. *Fritz Hänsch.*

Karl Mader. Berechnung von Geoidhebungen in den Alpen. *Gerlands Beitr.* 41, 56—85, 1934, Nr. 1. Als Grundlage für die Berechnung wird ein von Prey angegebenes, aus drei- und vierkantigen Prismen zusammengesetztes Alpenmodell angenommen. Für diese Prismen werden das Potential und dessen Ableitung und damit die Geoidhebungen und Lotstörungen berechnet. Die Hebung des Geoids beträgt unter dem Alpenkamm im unkompenzierten Fall 40,1 m, bei Annahme einer 90 km tiefen quaderförmigen Kompensationsmasse unter dem Alpengebiet 11,4 m und ähnlich bei Annahme einer Ausbreitung dieser Kompensationsmasse unter das Alpen- und Vorlandgebiet. Das Geoid verläuft sehr flach und die Wirkung der nichtkompenzierten Massen erstreckt sich sehr weit. Aus dem Vergleich der Lotstörungen auf den Bergspitzen mit den aus dem Alpenmodell berechneten läßt sich keine sichere Aussage über die Existenz geringerer Massendichte unter den Alpen machen. *F. Steinhauser.*

Friedrich Nölke. Der Ursprungsort des Mondes. *Gerlands Beitr.* 41, 86—91, 1934, Nr. 1. Es wird gezeigt, daß folgende Hypothesen der Entstehung des

Erdmondes nicht haltbar sind: 1. Die vereinigte Erd-Mondmasse sei zufolge zu schneller Rotation instabil geworden und habe sich in zwei Teile gespalten (Pickering). 2. Der Mond habe sich aus den abgetrennten Gipfelmassen der von der Sonne auf der Erde erzeugten und durch Resonanzwirkung zu hoch gewordenen Fluten gebildet (Darwin). 3. Der Mond habe sich aus den von den höchsten Atmosphärenschichten der Erde über dem Äquator abgelösten Massen zusammengeballt (Laplace). 4. Der Mond sei als anfangs selbständiger planetarischer Körper von der Erde als Satellit eingefangen worden (Jeffreys). — Diesen Hypothesen stellt der Verf. die Möglichkeit gegenüber, daß der Mond im Innern der Uratmosphäre aus Kondensationsprodukten, die in einer äquatorialen Ringzone in freien Kreisbahnen unliefen, sich aufgebaut habe.

F. Steinhauser.

K. Gripp und W. G. Simon. Die experimentelle Darstellung des Brodelbodens. *Naturwissensch.* 22, 8—10, 1934, Nr. 1. In arktischen Breiten treten, wenn der Boden auftaut, sogenannte Brodelböden auf, eine Sondierung von gröberen und feineren Bestandteilen. Sie wurden bisher teils durch Gefrieren, teils durch Auftauen erklärt. Die Verff. haben experimentell gefunden, daß der Strukturboden ein Feinkornboden ist, in dem bei gelegentlich auftretendem trieb-sandartigem Zustand Wärmekonvektion eine mehr oder weniger vollkommene Sondierung der gröberen Bestandteile nach dem spezifischen Gewicht zuläßt. Aufgetauter Boden wird zeitweise zur Suspension, wenn er topfartig in gefrorenem Boden sitzt und Eislagen am Grunde dieser Töpfe zum Schmelzen kommen. Wird bei schnellem Tauen die Grenze von Sediment und Suspension auch nur wenig überschritten, dann tritt Konvektion ein.

Fritz Hänsch.

A. Köhler und H. Leitmeier. Die natürliche Thermolumineszenz bei Mineralien und Gesteinen. *ZS. f. Krist.* 87, 146—180, 1934, Nr. 1/2. Die Arbeit enthält eine Zusammenstellung von über 1000 Einzelbeobachtungen natürlicher Thermolumineszenz an Mineralien und Gesteinen. Die Beobachtung erfolgte nur qualitativ: die Proben wurden, in Kristallen oder gepulvert, auf einer Metallplatte erhitzt, die Leuchtintensität subjektiv in 5 Stufen, und die Leuchtdauer in 3 Stufen angegeben. Das Ziel der Untersuchung, nämlich die minerogenetische Verwertung der Lumineszenzfähigkeit, ist nicht erreicht, man kann höchstens manchmal verschiedene Lagerstätten (verschiedener Bildungsweise und Paragenese) unterscheiden. Für den Lumineszenzmechanismus wird nur die alte Erkenntnis bestätigt, daß Verunreinigungen für das Leuchten notwendig sind. Nur bei Feldspat und Danburit, evtl. bei Quarz und Scheelit, besteht eine Beziehung zwischen Thermolumineszenz und Radioaktivität. Ein solcher Zusammenhang ergibt sich etwas deutlicher bei einer Reihe von finnischen Gesteinen. Allgemein scheinen junge Bildungen schlechter zu leuchten als ältere.

Gradstein.

J. de Graaff Hunter. The Indian Earthquake (1934) Area. *Nature* 133, 236—237, 1934, Nr. 3355.

H. Ebert.

B. Gutenberg and C. F. Richter. Advantages of using geocentric latitude in calculating distances. *Gerlands Beitr.* 40, 380—389, 1933, Nr. 4. Die Verff. zeigen, daß bei Berechnung der Herdentfernungen mit Zugrundelegung der geographischen Breite der Zentriwinkel bis zu 23° gegenüber dem richtigen Wert bei Verwendung der geozentrischen Breite (α) falsch sein kann. Für exakte Berechnungen wird auch noch die Höhe H der Station oder des Herdes über oder unter einer Bezugskugel mit dem Umfang von 40 000 km zur Berücksichtigung vorgeschlagen. In einer Tabelle sind für viele Stationen die Werte für α und H zusammengestellt. Es wird verlangt, daß in Zukunft allen seismischen Untersuchungen der mit Verwendung der geozentrischen Breite berechnete Zentriwinkel zugrunde gelegt werden soll.

F. Steinhauser.

M. N. Critikos. Sur la seismicité Macédoine. Gerlands Beitr. 40, 371—379, 1933, Nr. 4. Der Verf. bespricht die in der Zeit von 1902 bis 1932 in Mazedonien vorgekommenen schweren Erdbeben und stellt fest, daß die seismische Aktivität dort vor allem in den beiden Zeitabschnitten 1902—1905 und 1929—1932 in Erscheinung trat. Die Beziehung der Lage der Herde zur Tektonik und Zusammenhänge der mazedonischen mit den griechischen Beben werden aufgezeigt.

F. Steinhäuser.

B. Gutenberg. The propagation of the longitudinal waves produced by the Long Beach earthquake. Gerlands Beitr. 41, 114—120, 1934, Nr. 1. Das Erdbeben vom 11. März 1933 in Südkalifornien war das erste, das seit Bestehen des dem Seismological Laboratory in Pasadena angeschlossenen Stationsnetzes auch in vielen anderen Observatorien registriert wurde. Dies gab die Möglichkeit zur genauen Untersuchung der Ausbreitung der Wellen. Die Laufzeiten der direkten Longitudinalwellen entsprechen den von Jeffreys angegebenen Werten bei Anbringung der von ihm mitgeteilten Korrekturen. Die aus den Stationsmessungen gefundenen scheinbaren Geschwindigkeiten ergeben, daß im oberen Teil des Sima (40 bis 80 km Tiefe) die Geschwindigkeit praktisch konstant ist und dann ohne Unstetigkeit bis 1000 km Tiefe zunimmt. *F. Steinhäuser.*

E. Tams. Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa. II. ZS. f. Geophys. 9, 295—300, 1933, Nr. 6/8. Der Koeffizient der linearen Einfachkorrelation zwischen der seismischen Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung an der norwegischen Küste wurde in einer früheren Arbeit (ZS. f. Geophys. 9, 23—31, 1933) ohne Berücksichtigung der Windrichtung zu 0,85, mit Berücksichtigung der Windrichtung zu 0,86 bestimmt. Er beträgt 0,88, wenn man die Brandungswirkung bei ablandigem Wind nicht gleich Null, sondern gleich der Hälfte der Wirkung des genau auflandigen Windes setzt. Zur genaueren Untersuchung wird auf 73 Einzeltermine (20. Januar bis 10. Februar 1932, 7 Uhr und 18 Uhr) zurückgegriffen, und es werden die Brandungsbeobachtungen je nach der Entfernung von Hamburg in vier Gruppen eingeteilt. Gruppe 1 entspricht der größten, Gruppe 4 der kleinsten Entfernung. Wie die Berechnung der Netto-regressionskoeffizienten ergibt, ist die Brandung der Stationsgruppen 1 und 2 in gleichem Maß wirksam, die der Gruppe 3 mit doppeltem und die der Gruppe 4 mit siebenfachem Gewicht. Der totale Korrelationskoeffizient der Mehrfachkorrelation ergibt sich zu 0,855, die Teilkorrelationskoeffizienten für die einzelnen Stationsgruppen sind 0,36, 0,32, 0,41, 0,67. Das Quadrat des totalen Korrelationskoeffizienten ist 0,73. Es zeigt an, daß rund 70% der mittleren quadrierten Variabilität der Bodenunruhe linear aus der Schwankung der Brandung erklärt werden.

K. Jung.

Herbert P. T. Rohleder. Beiträge zur Kenntnis der Erdbebenkunde und seismisch-akustischen Phänomene Nord-Rhodesiens. ZS. f. Geophys. 9, 325—332, 1933, Nr. 6/8. Eine Darstellung der Zusammenhänge zwischen geologischer Struktur und Seismizität in Nord-Rhodesien, Mitteilungen einiger auffallender Schallerscheinungen, die als Bodengeräusche gedeutet werden können.

K. Jung.

Robert Schwinner. Mikroseismische Bodenunruhe und Gebirgsbau. (Im westlichen Europa.) ZS. f. Geophys. 9, 332—335, 1933, Nr. 6/8. Aus den Beziehungen zwischen Steilküstenbrandung in West- und Nordeuropa und der mikroseismischen Unruhe wird geschlossen, daß die bisher angenommene Gebirgsverbindung Schottland—Norwegen nicht besteht. Wahrscheinlich ist anzunehmen, daß das kaledonische Faltungssystem Schottlands in die Faröer-Inland-

Schwelle umbiegt, die norwegischen Ketten gegen Süden und Südost umschwenken und ihre Fortsetzung in der unter dem norddeutschen Flachland verborgenen Pompeck'schen Schwelle in Richtung auf die Westsudeten finden. Eine Kartenskizze deutet an, wie nach diesen Anschauungen sich die mikroseismische Bodenunruhe hinsichtlich Ursache und Stärke über Mittel- und Westdeutschland verteilt.

K. Jung.

Fr. Gerecke und A. Ramspeck. Boden- und Gebäudeschwingungen in Rastatt nach dem Erdbeben vom 8. Februar 1933. *ZS. f. Geophys.* 9, 342—350, 1933, Nr. 6/8. Nach dem Erdbeben wurden in Rastatt die Vergrößerungsfunktionen einiger Gebäude mit der Schwungradmethode bestimmt. Aus Annahmen über Periode und Maximalbeschleunigung der Bebenbewegung und den Vergrößerungsfunktionen werden die mittleren Schubwinkel und Schubspannungen der Gebäude abgeschätzt. Diese sind etwas kleiner als die Schubfestigkeit des Baumaterials, in Übereinstimmung damit, daß fast alle Gebäude Risse aufweisen, aber keins erheblich beschädigt wurde.

K. Jung.

A. Berroth und A. Schleusener. Erdmagnetische Messungen mit Hilfe der Drehwaage. *ZS. f. Geophys.* 9, 355—368, 1933, Nr. 6/8. Es werden Versuche mitgeteilt, die hohe Empfindlichkeit der Drehwaage zur Messung der Gradienten V_x und V_y des magnetischen Erdpotentials zu benutzen. Es wurden drei Waagentypen verwendet: eine Askaniawaage, eine Exploratorwaage und eine Süßwaage. Die Untersuchungen zeigten, daß für einwandfreie Messungen eine peinlich eisenfreie Waage notwendig ist, daß die Kenntnis der magnetischen Geländewirkung aller Massen der näheren und auch weiteren Umgebung, soweit sie von der Horizontalebene durch den Waagenfuß abweichen, erforderlich ist und daß der Temperatureinfluß auf das magnetische Moment und dessen zeitliche Veränderungen empirisch ermittelt werden müssen.

Bleichschmidt.

Marion C. Gray. Mutual Impedance of Grounded Wires Lying on the Surface of the Earth when the Conductivity Varies Exponentially with Depth. *Physics* 5, 35—37, 1934, Nr. 1. Die Arbeit behandelt die Ableitung einer Impedanzformel für Drähte längs der Erdoberfläche, welche an den Enden geerdet sind. Voraussetzung ist, daß die Leitfähigkeit der Erde mit der Tiefe exponentiell abnimmt. Verschiedene Sonderfälle werden kurz erörtert.

Schmerwitz.

S. S. Kirby, L. V. Berkner and D. M. Stuart. Studies of the ionosphere and their application to radio transmission. *Bur. of Stand. Journ. of Res.* 12, 15—51, 1934, Nr. 1 (RP. 632). Beobachtungen über die virtuelle Höhe der Ionosphäre und ihre Veränderungen wurden vom September 1930 bis zum April 1933 nach der Methode von Breit und Tuve ausgeführt. Es ergaben sich für die E -Schicht Höhen von 100 bis 120 km, für die F_1 -Schicht 180 km und für die F_2 -Schicht 240 km. Die Elektronendichten dieser Schichten wurden mit Hilfe der kritischen Durchdringungsfrequenzen bestimmt. Für die E - und F_1 -Schicht waren diese kritischen Frequenzen am höchsten an Sommermittagen, sie nahmen täglich wie jahreszeitlich ab mit der Höhe des Sonnenstandes. In unregelmäßigen Zwischenräumen traten anomal starke Ionisationen in der E -Zone auf. Die F_1 -Zone zeigte tagsüber magneto-ionische Aufspaltung. Die Ionisation der F_1 -Zone und magnetische Ströme standen in Beziehung zueinander. Die kritische Frequenz für die F_2 -Zone war an Sommerabenden am größten, außerdem an einem Wintermittag größer als an einem Sommermittag. Echos mit großem Abstand vom Signal wurden bei Frequenzen beobachtet, die weit höher als die für F_2 kritische Frequenz lagen.

Bleichschmidt.

S. S. Kirby, L. V. Berkner, T. R. Gilliland and K. A. Norton. Radio observations of the Bureau of Standards during the solar eclipse of August 31, 1932. *Proc. Inst. Radio Eng.* **22**, 247—264, 1934, Nr. 2. Die Tatsache, daß mehrere ionisierte Schichten in der oberen Atmosphäre der Erde vorhanden sind, läßt vermuten, daß sie ihre Entstehung verschiedenen Ursachen verdanken; als solche kommen ultraviolette und durch Strahlungsdruck beschleunigte, neutrale Korpuskularstrahlen der Sonne u. a. in Frage. Aufschlüsse erwartete man von der Sonnenfinsternis am 31. August 1932. Es wurden daher Vergleichsmessungen mit drahtlosen Methoden über die Stärke der Ionisierung der einzelnen Schichten gegenüber dem gewöhnlich beobachteten Zustand während der Finsternis ausgeführt. Die Ionisierung der unteren Schichten in 120 und 200 km Höhe nahm gegen das Maximum der „sichtbaren“ Finsternis um 30 % ab, während die obere Schicht (280 km) unverändert blieb. Es ergaben sich keine Anhaltspunkte für das Vorhandensein einer „korpuskularen“ Finsternis. Die Messungen wurden an zwei Orten mit mehreren unabhängigen Apparaturen ausgeführt. *Adelsberger.*

M. A. Bontch-Bruewitsch. Ionospheric Measurement in the Polar Regions. *Nature* **133**, 175—176, 1934, Nr. 3353. Ein kurzer Bericht über die russischen Kurzwellenuntersuchungen der Ionosphäre während des Polarjahres in Murmansk im Juni, Juli und August 1933. Die E- und F-Region wurde auch hier in diesem Zeitabschnitt festgestellt. Die Ergebnisse stimmen mit den in Tromsø von Appleton erhaltenen überein. *Schmerwitz.*

C. Dautzère et J. Bouget. Sur les variations de la conductibilité de l'air dans les grottes. *C. R.* **198**, 490—492, 1934, Nr. 5. Messungen der luftelektrischen Leitfähigkeit wurden in einer natürlichen Grotte (Grotte des Fées) mit einem Apparat nach Elster und Geitel vorgenommen. Es ergaben sich sehr große Schwankungen für die Leitfähigkeit zwischen $1 \cdot 10^{-4}$ bis zu $84,5 \cdot 10^{-4}$ elektrostatischen Einheiten. Die Temperatur und die Feuchtigkeit blieben während der Meßzeit in der Grotte fast konstant. Messungen in anderen Grotten in der Umgebung von Bagnères de Bigottès zeigten gleiche Ergebnisse. *Schmerwitz.*

A. R. Hogg. Rate of Ionisation of the Atmosphere. *Nature* **133**, 175, 1934, Nr. 3353. An drei weit voneinander entfernten Stationen in Irland, USA. und Australien zeigte die Messung kleiner Ionen und Kerne für die Ionisation der Atmosphäre ein gut ausgeprägtes Maximum gegen 18 Uhr Greenwicher Zeit. Hier sind weitere Beobachtungen während 40 Tagen aus Canberra in Australien in einer Tabelle wiedergegeben, aus denen eine tägliche Periode mit dem gleichen Maximum hervorgeht. *Schmerwitz.*

A. R. Hogg. Atmospheric electric observations. *Gerlands Beitr.* **41**, 1—31, 1934, Nr. 1. Nach den Beobachtungen am Commonwealth Solar Observatory Mt. Stromlo bei Canberra in Australien tritt dort das tägliche Maximum im Potentialgefälle nach Weltzeit um drei bis vier Stunden später ein als über dem Meer, was durch lokale Beeinflussung der Leitfähigkeit verursacht wird. Das tägliche Maximum des Luft-Erd-Stromes fällt mit dem über dem Meer zeitlich zusammen. Der Tagesgang der Leitfähigkeit ist durch Schwankungen des Ionisierungsgrades und der Kernkonzentration bestimmt. Das tägliche Maximum des Ionisierungsgrades fällt mit dem in Glencree und Washington zusammen. Es werden auch die Beziehungen zwischen Leitfähigkeit, Kernzahl, kleinen Ionen, mittleren Ionen und der Verhältniszahl von mittleren Ionen zu großen Ionen und den meteorologischen Erscheinungen besprochen. Monatsmittel, Tagesgänge, Einzelbeobachtungen und Zusammenstellungen nach Wittertypen und meteorologischen Erscheinungen werden in zahlreichen Tabellen und Figuren wiedergegeben. *F. Steinhauser.*

A. R. Hogg. Some observations of the average life of small ions and atmospheric ionisation equilibria. Gerlands Beitr. 41, 32—55, 1934, Nr. 1. Es wird gezeigt, daß die Verschwindungskonstante nicht proportional der Kernkonzentration ist und untersucht, in welchen Beziehungen zu den meteorologischen Zuständen die Verschwindungskonstante steht. Eine Gleichung für das Ionisationsgleichgewicht wird angegeben, wobei die verschiedenen Arten von Kondensationskernen und mehrfach geladene Kerne in Rechnung gesetzt werden. Ferner wird eine Abänderung der Messung der mittleren Lebensdauer der Kleinionen nach Schweidlers Methode II vorgeschlagen. *F. Steinhäuser.*

Karl Willy Wagner. Vorläufige Ergebnisse der funktechnischen Expedition der Heinrich Hertz-Gesellschaft nach Tromsø (Norwegen). Berl. Ber. 1933, S. 910—923, Nr. 31/32; auch Elektr. Nachr.-Techn. 11, 37—50, 1934, Nr. 2. Es wird zunächst eine Übersicht über die Hauptergebnisse der Ionosphärenforschung gegeben und die Bedeutung der Ionosphärenforschung für Funktechnik, Meteorologie und kosmische Physik dargelegt. Für die normalen elektrischen Eigenschaften der Ionosphäre ist die ultraviolette Sonnenstrahlung und daneben die Korpuskularstrahlung der Sonne verantwortlich. Wegen der erdmagnetischen Ablenkung der Korpuskularstrahlung nach den Erdpolen zu waren Beobachtungen in der Polarzone als besonders aufschlußreich anzusehen. Vereinbarungsgemäß umfaßten die Messungen in Tromsø folgende Punkte: Photoelektrische Messung und Registrierung der Nordlichthelligkeit. Registrierung der Feldstärke und der Peilschwankungen europäischer Rundfunksender. Weitere Ausbildung und Anwendung des Verfahrens der Echoregistrierung. Die verschiedenen Meßanordnungen werden erläutert und einige vorläufige Resultate mitgeteilt.

Beltschmidt.

Robley D. Evans. The Radioactive Radiations from the Surfaces of Solids and the Measurement of the Thorium Content of Rocks. Phys. Rev. (2) 45, 38—42, 1934, Nr. 1. Gewöhnlicher Granit mit etwa $3 \cdot 10^{-6}$ g U und $6 \cdot 10^{-6}$ g Th pro Gramm Gestein wird einen Ionisationsstrom von etwa 10^{-15} Amp. pro 100 cm² polierter Oberfläche erhalten können. Etwa 90 % dieser Ionisation sind α -, etwa 10 % β -Teilchen zuzuschreiben. Die γ -Strahlung ist im allgemeinen zu schwach, um mit der Ionisationskammer beobachtet werden zu können, kann aber im Geiger-Müller-Rohr gemessen werden. Messungen der α -Strahlung mit der Ionisationskammer, der γ -Strahlung mit dem Zählrohr geben den kombinierten Effekt der U-, Ac-, Th-Reihe. Durch Emanationsmessung kann die Korrektur für die U- und Ac-Reihe ermittelt und auf diese Art der Th-Gehalt bestimmt werden.

K. W. F. Kohlrausch.

Hubert Garrigue. Radioactivité de l'air de l'habitation de l'observatoire du Pic du Midi. C. R. 198, 494—496, 1934, Nr. 5. Durch Beobachtung der Ionisation in einem geschlossenen Gefäß konnte gezeigt werden, daß die Luft im Observatorium auf dem Pic du Midi (2860 m) im Sommer mindestens 1000 mal weniger Eigenradioaktivität besitzt als während der Schneeperiode.

K. W. F. Kohlrausch.

Heinrich Koppe. Praktische Erfahrungen aus Blitzschlägen in Flugzeuge. ZS. f. Flugtechn. 24, 577—586, 1933, Nr. 21. Der elektrische Zustand der Erde umgebenden Lufthülle wird, wie der Verf. in der Einleitung erläutert, als mit einem Kondensator vergleichbar aufgefaßt, dessen eine Belegung die gut leitende, etwa 80 km hohe Atmosphärenschicht, die andere die Erdoberfläche ist. Durch jedes Luftfahrzeug werden die Äquipotentiallinien dieses Feldes, wie eine Skizze zeigt, bisweilen sehr beträchtlich gestört. Für eine Blitzentladung ist jedoch das normale Feld allein nicht maßgebend. Zuvor müssen große örtliche Ver-

stärkungen des Potentialgefälles auftreten, die bei einem Gewitter durch starke Vertikalbewegungen von geladenen Teilchen (zerstäubende Regentropfen oder zersplitternde Eiskristalle) erzeugt werden. Diese Feldstörungen können nun besonders durch ein mit Schleppantenne versehenes Flugzeug so weit erhöht werden, daß hierdurch die Auslösung einer Blitzentladung schon bei einem Spannungsgefälle veranlaßt wird, das sonst gar nicht zu einer selbständigen Entladung ausreichen würde. Ein „zufälliges“ Durchfliegen einer Blitzbahn wird als laienhafte Vorstellung abgelehnt. Wenn der Verfasser auch weiter noch von „Blitzschlägen“ spricht, so sind darunter luftelektrische Entladungen über das Flugzeug zu verstehen, die, von diesem selbst ausgelöst, viel geringere Einwirkungen haben, als sonst Blitzeinschläge am Boden. Die Untersuchungen stützen sich auf 32 Einzelfälle, wo durch mehr oder weniger schwere Entladungen Flugzeugbeschädigungen hervorgerufen wurden. Hierbei ergaben sich Unterschiede je nachdem, ob ein Ganzmetallbau, Holzbau oder Gemischtbau vorlag. Weitere Erörterungen befassen sich mit den Einflüssen der Jahreszeit oder mit solchen, die auf die Antenne zurückzuführen sind, oder Störungen durch Magnetisierung, Luftdruck oder Lichtbogenwirkungen und dergleichen. Die praktischen Beispiele für Störungen durch Entladungen, die über Antenne, Flügelspitze oder Luftschaube zum Motorblock gehen, werden sorgfältig erörtert und für Schutzmaßnahmen verwertet. Hierdurch lassen sich in Zukunft Beschädigungen der Funkanlage, der Luftschaube oder der Beplankung, wie sie bisher vorgekommen sind, vermeiden. Obgleich die bisherigen Störungen ohne jeden dauernden Personenschaden verlaufen sind, so ist es nicht ausgeschlossen, daß ohne Beachtung der hier vermittelten Kenntnisse und Verbesserungen es doch einmal zu einer Gefährdung der Sicherheit kommen kann.

Schmerwitz.

B. Walter. Eine bemerkenswerte Blitzaufnahme. *Phys. ZS.* 35, 88—91, 1934, Nr. 2. Erörterungen über eine photographische Blitzaufnahme, bei der durch eine zufällige seitliche Verschiebung der Platte eine zeitliche Analyse des Vorganges ermöglicht wurde.

Schmerwitz.

Marshall Holmes. Three Discharges of Ball Lightning. *Nature* 133, 179, 1934, Nr. 3353. Gegen 16 Uhr am 11. Januar zerplatzten auf einem Grundstück drei Kugelblitze: der erste in einem Schuppen an einer Kistenecke; 1 bis 2 Min. darauf der zweite an einer Leiter, die an den Schuppen gelehnt war; der dritte kam durch einen Kamin gegen den Zug des Feuers in die Diele des Wohnhauses, wo er am Ofen zersprang. Die Kugelblitze sind von mehreren Personen beobachtet worden; sie besaßen die Größe eines Cricketballes und hatten orangerote Farbe.

Schmerwitz.

M. G. Lloyd. Lightning protection for trees. *Science (N.S.)* 78, 603, 1933, Nr. 2035.

Johannes Kluge.

Floyd C. Kelley. Audibility of Auroras and Low Auroras. *Nature* 133, 218, 1934, Nr. 3354. Bei der Beobachtung eines sehr niedrigen, starken Nordlichtes hörte Verf. einen zischenden Laut, womit Beobachtungen von anderer Seite bestätigt werden. Die Erscheinung war so, daß ein tiefhängender Nebel vom hin- und hergehenden Strahl einer Lichtquelle erleuchtet schien und im Verlaufe des Lichtwechsels das Geräusch auftrat.

Adelsberger.

Joseph Kaplan. Active Nitrogen and the Auroral Spectrum. *Nature* 133, 331, 1934, Nr. 3357. Knüpft an eine frühere Veröffentlichung an (*Nature* 132, 1002, 1933). Inzwischen ist es gelungen, das Spektrum des Nachleuchtens des Stickstoffes zu photographieren. Es ähnelt dem Nordlichtspektrum sehr. Die zuerst im Nachleuchten nicht gefundenen ersten positiven Banden des Spektrums sind auf den neuesten Platten deutlich zu sehen.

Güntherschulze.

Georg Stetter und Josef Schintlmeister. Eine Methode zur Untersuchung von Korpuskularstrahlen mit einer Doppelkammer und dem Doppelröhrelektrometer. S.-A. Wiener Ber. 142 [2a], 427—436, 1933, Nr. 9/10. *Scheel.*

Thomas H. Johnson. Absorption Measurements of the Cosmic Radiation. Rev. Scient. Instr. (N.S.) 4, 639—641, 1933, Nr. 12. Verf. gibt eine kurze Übersicht über Absorptionsmessungen an der Höhenstrahlung mit Ionisationskammern, meist nach älteren Versuchen. Zählrohrergebnisse fehlen. *Kolhörster.*

Pierre Auger et Louis Leprince-Ringuet. Variation du Rayonnement cosmique suivant la Latitude. Nature 133, 138—139, 1934, Nr. 3352; auch Journ. de phys. et le Radium (7) 4, 166 S—167 S, 1933, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 348.] Vgl. diese Ber. S. 304. *Kolhörster.*

Alfred Ehmert. Der Ost-West-Effekt der Ultrastrahlung auf der Zugspitze. Phys. ZS. 35, 20—25, 1934, Nr. 1. Mit der Koinzidenzenmethode wurde in 3000 m Höhe bei 47° 25' nördlicher geographischer Breite die durch das magnetische Erdfeld verursachte ostwestliche Unsymmetrie der Ultrastrahlungsintensität bei verschiedenen Zenitabständen gemessen. Die gesamte Abschirmung entsprach dabei nur 4 mm Hg. Der Barometereffekt sowie eventuelle stern- oder sonnenzeitliche Schwankungen wurden eliminiert. Es zeigte sich, daß bei 15° Zenitabstand die Intensität aus Osten um $1,36 \pm 0,41$ % größer ist als diejenige aus Westen. Eine Abschätzung lehrt, daß man berechtigt ist, diesen Effekt der Ablenkung sekundärer Elektronen innerhalb der Atmosphäre zuzuschreiben. Bei 30° und bei 45° konnte keine Unsymmetrie festgestellt werden; dagegen ergab sich bei 60° Zenitabstand die Intensität aus Westen um $3,9 \pm 1,4$ % größer als die aus Osten. Die Winkelabhängigkeit des Überschusses aus Westen läßt nach der Theorie von Lemaître und Vallarta auf eine Komponente aus positiven Korpuskeln mit einer Energie von etwa $4 \cdot 10^9$ e-Volt schließen. *A. Ehmert.*

W. F. G. Swann. Measurement of the Ionization Per Centimeter of Path by Individual Secondary Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 44, 961—968, 1933, Nr. 12. Die Höhenstrahlen, die ein zylindrisches Metallrohr mit Edelgasfüllung von 5 bzw. 10 Atm. treffen, werden durch eine Verstärkeranordnung (Pilotron 54) auf ein empfindliches Instrument übertragen und photographisch registriert. Die Größe des einzelnen Ausschlags ist abhängig von der Zahl der im Gefäß erzeugten Ionen. Es wird die Verteilungsfunktion der Zahl bestimmt, welche die von einem Strahl erzeugten Ionen angibt. Der Vergleich mit analogen Koinzidenzmessungen macht es wahrscheinlich, daß zwei- und dreifache Strahlen häufig sind. Für die Zahl der Ionen pro Bahnzentimeter bei Atmosphärendruck ergibt sich: Ar = 89, O₂ = 57, N₂ = 61. Ionen cm⁻¹. *Jánossy.*

W. F. G. Swann. Hoffmann Stöße and the Origin of Cosmic-Ray Ionization. Phys. Rev. (2) 44, 1025—1027, 1933, Nr. 12. Es wird zu zeigen versucht, daß ein merklicher Teil, vielleicht auch fast die gesamte beobachtete Intensität der Höhenstrahlen am Erdboden von Hoffmann-Stößen in der Atmosphäre herrührt. *Kolhörster.*

A. Dauvillier. Recherches sur les rayons cosmiques, effectuées au Scoresby Sund pendant l'Année Polaire. Journ. de phys. et le Radium (7) 4, 167 S—169 S, 1933, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 348.] Mit einem Kolhörster-Strahlungsapparat und Registriervorrichtung sowie einer mit 100 Atm. Druck Argon gefüllten Ionisationskammer wurden während des Polarjahres Messungen der Höhenstrahlung in Scoresby Sund vom Verf. durchgeführt.

An Bord der Pollux wurde auf der Überfahrt von Brest nach Scoresby Sund zwischen 63 und 78° kein Breitereffekt innerhalb 3% mit der Druckkammer gefunden. Sie wurde verwandt, weil für sie ein Zinkpanzer von 10 cm Dicke zur Verfügung stand, der die Aktivität des Schiffes, die ebenso stark war wie die des Bodens, abschirmte. Beide Instrumente zeigten den Barometereffekt (20%) gut an. Daraus ergaben sich mit dem ungeschirmten Kolhörster-Apparat $\mu/\rho = 2,58 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, mit der geschirmten Druckkammer (härtere Strahlen) $\mu/\rho = 1,66 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ auf etwa 5% genau. Die γ -Strahlung des Hausbodens des hölzernen Laboratoriums gab im Kolhörster-Apparat 17%, im Druckapparat 41%. Der Kolhörstersche Apparat wird also von Störstrahlen weniger beeinflusst. Die Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung in Luft und Zink wurden ebenfalls aus dem Barometereffekt abgeleitet. Es ergab sich $(\mu/\rho)_{\text{Luft}} = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ und $(\mu/\rho)_{\text{Zn}} = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, also Gleichheit. Mit dem in Potsdam geeichten Kolhörster-Apparat wurde auf dem Gletscher Hoide Fjeld in 800 m Höhe über 65 m Eis als Mittel aus 40 Stunden Meßdauer die Intensität der ungefilterten Höhenstrahlung gemessen. Sie beträgt in Scoresby Sund, auf Seehöhe und 760 mm Hg bezogen, $J = 2,81$ auf 3% genau. Die Strahlung ist manchmal stundenlang konstant (2%), andererseits zeigt sie selbst auf dem Gletscher manchmal unregelmäßige Schwankungen bis 17%. Dasselbe zeigten auch lange Registrierreihen mit der Druckkammer. Die Schwankungen hängen nicht mit der erd- oder sonnenmagnetischen Aktivität zusammen. Die Ergebnisse werden mit der vom Verf. aufgestellten Hypothese über den Ursprung der Höhenstrahlen besprochen. *Kolhörster.*

R. M. Langer. Theory of the Origin of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 45, 138, 1934, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wenn Kernladungen langsam verschwinden können, müßten negative Raumladungen sich einstellen, durch welche positive Teilchen, von außen kommend, beschleunigt werden. Hiermit „kann eine ganze Serie kosmischer und terrestrischer Erscheinungen wie Höhenstrahlung, negativere atmosphärische elektrische Ströme, besondere Eigenschaften der Nordlichter mit wenigen Worten erklärt werden“. *Kolhörster.*

W. Baade and F. Zwicky. Supernovae and Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 45, 138, 1934, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) In den Supernova-Sternen ist der Umsatz von Masse in Strahlung so groß, daß, wenn in jedem Nebel alle tausend Jahre eine Supernova vorkommt, die ausgestrahlte Gesamtenergie in Erdnähe der dort gemessenen Gesamtenergie der Höhenstrahlung ($3 \cdot 10^{-3} \text{ erg cm}^2 \text{ sec}$) gleichkommt. Die Höhenstrahlung rührt also von Supernova Processen her. *Kolhörster.*

Paul S. Epstein. The expansion of the universe and the intensity of cosmic rays. Proc. Nat. Acad. Amer. 20, 67—78, 1934, Nr. 1. Die Reichweite eines Lichtquants sollte nach Zwickys Theorie vielleicht beschränkt sein. Dann würden Lichtstrahlen nur aus einem begrenzten verhältnismäßig kleinen Radius zur Erde gelangen. Die für die viel energiesichere Höhenstrahlung daraus sich ergebenden Schwierigkeiten werden diskutiert. *Kolhörster.*

Arthur H. Compton. Scientific work in the „Century of Progress“ stratosphere balloon. Proc. Nat. Acad. Amer. 20, 79—81, 1934, Nr. 1. Verf. gibt einen, von zwölf Mitarbeitern unterzeichneten ganz kurzen Bericht über den amerikanischen Stratosphärenflug vom 20. November 1933, der 18 665 m Höhe (49,5 mm Hg) erreichte, insbesondere was an Arbeiten geplant und was ausgeführt worden ist. Die beiden Ionisationskammern arbeiteten befriedigend. Richtungsversuche mit Koinzidenzen sowie die Verwendung der fest montierten Quarzspektrographen wurden unmöglich gemacht durch die Drehung der Gondel. Polarisationszustand, Himmelsfarbe, Radiosignalübertragung, auch einige fahrtechnische An-

gaben (Abstieg bis zu 18 m/sec) werden erwähnt. Ballondaten: Fassungsvermögen 17 000 m³, Gondelgewicht 160 kg Dowmetall (95 % Mg), Gesamtgewicht mit 2 Mann 1,7 Tonnen, 1,8 Tonnen Blei und Sandballast. *Kolhörster.*

Pierre Auger. Tableaux schématiques des connaissances actuelles sur les rayons cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 1—5, 1934, Nr. 1. Verf. gibt eine kurze Übersicht über die bisherigen Kenntnisse betreffs Höhenstrahlung und diskutiert danach Daten und Ursprung der Strahlung. *Kolhörster.*

Thomas H. Johnson. Absorption measurements of the cosmic radiation. Journ. Franklin Inst. 217, 167—171, 1934, Nr. 2.

Thomas H. Johnson. Preliminary Report of the Results of Angular Distribution Measurements of the Cosmic Radiation in Equatorial Latitudes. Phys. Rev. (2) 44, 856—858, 1933, Nr. 10. Vorläufiger Bericht über Messungen der Richtungsverteilung der Höhenstrahlung mit Dreifach-Koinzidenzen, wie sie in Mexiko (+ 29° geom. Breite) in 3300, 2300 m und Seehöhe, in Panama (+ 20° geom. Breite) in Seehöhe und in Peru (0° geom. Breite) in 4300 m, 3300 und Seehöhe vom Verf., von Stevenson in Swarthmore (+ 51° geom. Breite) in Seehöhe und in Colorado (+ 40° geom. Breite) in 2900 m Seehöhe ausgeführt worden sind. Die azimutale West-Ost-Differenz wurde in jeder Breite, am stärksten am geom. Äquator gefunden. In 3000 m betrug sie in Peru 13 %, in Mexiko 7 %, in Colorado 2 % Überschuß West- gegen Ost-Intensität. Sie stimmt mit den Lemaître-Vallarta-Formeln bei Wahl plausibler Konstanten befriedigend. Die magnetisch beeinflusste Strahlung ist weicher als die Gesamtstrahlung. Der Zusammenhang zwischen der Größe der Asymmetrie und der Änderung der Breitenintensität läßt darauf schließen, daß dieser Strahlenanteil aus positiven Strahlen besteht. Hierfür spricht auch das Ausbleiben des sekundären Westminimum. Wenn alle Korpuskeln positiv sind, würde Lemaîtres Theorie vom radioaktiven Ursprung der Höhenstrahlen sich nicht mehr halten lassen; man müßte annehmen, daß die Korpuskularstrahlung in noch unbekannten terrestrischen elektrischen Feldern entsteht. Weiter wird noch kurz die Komponentenzerlegung (Millikan) diskutiert. *Kolhörster.*

P. M. S. Blackett. The positive Electron. Helv. Phys. Acta 6, 437—440, 1933, Nr. 6. (Vortrag in Zürich.) Kurze Übersicht über die Nebelspuraufnahmen der Ultrastrahlung [Skobelzyn, Anderson, Kunze; ferner Blackett und Occhialini (diese Ber. 14, 1351, 1933)]. Die von diesen beobachteten Schwärme negativer und positiver Elektronen können schwerlich eine so starke Ionisierung hervorrufen, wie sie die Hoffmannschen Stöße aufweisen. Positive Elektronen werden bei energiereichen Stoßvorgängen nicht nur von der Ultrastrahlung, sondern auch von γ -Strahlen erzeugt. [Vgl. Chadwick, Blackett und Occhialini (diese Ber. 14, 1351, 1933), Anderson, I. Curie und Joliot, Meitner und Philipp.] Siehe auch nachstehendes Referat. *Srinne.*

P. M. S. Blackett. The Positive Electron. Nature 132, 917—919, 1933, Nr. 3346. Übersicht über Bildung und Eigenschaften des positiven Elektrons nach den Arbeiten des Verf. und anderen (vgl. voranstehendes Referat). Nachstehende Tabelle unterrichtet über die (auf die Anzahl der negativen Elektronen bezogene)

Quelle	γ -Strahlen-Energie in 10 ⁶ e-Volt	Absorbens		
		U	Pb	Al
Ra	1,0—2,2		3 %	
Th C''	2,62		10 %	sehr klein
Po + Be	5—6	> 40 %	40 %	5 %

Anzahl der positiven, die bei Absorption von γ -Strahlen erzeugt werden, nach I. Curie und Joliot, nach Grinberg (diese Ber. 14, 1713, 1933), sowie nach unveröffentlichten Untersuchungen von Chadwick, Blackett und Occhialini. Hieraus wird geschlossen, daß die positiven Elektronen nicht inner-, sondern außerhalb der Atomkerne erzeugt werden. Diese Vorstellung dient zu weiteren Folgerungen. So wird die Masse m_2 des positiven Elektrons zu $(1,04 \pm 0,14) m_1$ bestimmt (m_1 bedeutet die Masse des negativen Elektrons) aus dem Energiehöchstwert gleich $(1,58 \pm 0,07) \cdot 10^6$ e-Volt der von Th C''- γ -Strahlen gebildeten positiven Elektronen. Aus der Erhaltung der Bewegungsmenge und des Drehimpulses bei der Erzeugung eines Elektronenpaares durch ein Lichtquant wird auf einen Drall gleich $\frac{1}{2} h/2\pi$ beim positiven Elektron und die Befolgung der Fermi-Diracschen Statistik durch es geschlossen. Ferner wird die Diracsche Theorie der negativen Energiezustände erörtert im Zusammenhang mit der Bildung von Elektronenpaaren durch harte γ -Strahlen und mit der anomalen Absorption letzterer. Zum Schluß wird die Rolle der positiven Elektronen bei der Ultrastrahlung und im Weltall kurz betrachtet. *Swinne.*

E. Fermi e B. Rossi. Azione del campo magnetico terrestre sulla radiazione penetrante. Cim. (N.S.) 10, 333—338, 1933, Nr. 8. Siehe Phys. Ber. 14, 1596, 1933. *K. Przibram.*

B. Rossi. Sulla disintegrazione del piombo per effetto della radiazione penetrante. Cim. (N.S.) 10, 349—354, 1933, Nr. 9. Nach einer Koinzidenzmethode hatte der Verf. eine von der durchdringenden Höhenstrahlung in der Materie ausgelöste Sekundärstrahlung beobachtet. Die vorliegenden Versuche mit drei nicht in einer Geraden angeordneten Zählrohren und Bleischirmen ergeben die Übereinstimmung dieser Sekundärstrahlung mit den von Blackett und Occhialini in der Wilsonkammer photographierten Korpuskelgruppen. Diese können als Ergebnis der Atomzertrümmerung des Bleis betrachtet werden. Da die Sekundärstrahlen etwa 2 cm Blei durchdringen können und somit eine Energie von der Größenordnung 10^6 e-Volt besitzen, eine Gruppe aber 10 bis 20 Korpuskeln enthält, so kann die Energie nicht dem Pb-Kern entstammen, sondern muß der absorbierten Strahlung entnommen sein. Die rasche Abnahme der Koinzidenzen mit wachsender Pb-Dicke zeigt, daß als Ursache der Zertrümmerung nicht unmittelbar die primäre durchdringende Höhenstrahlung in betracht kommt, sondern eine vorzugsweise in Medien niedriger Atomnummer erzeugte Sekundärstrahlung hoher Energie, die von den Bleikernen selektiv absorbiert wird. *K. Przibram.*

W. A. Macky. An attempt to detect radiation in thunder clouds. Proc. Cambridge Phil. Soc. 30, 70—73, 1934, Nr. 1. Zur Untersuchung und Entdeckung einer Strahlung von Gewitterwolken ließ man 11 mit Bleiplatten teilweise abgedeckte Photoplatten mit Hilfe von Pilotballonen aufsteigen. 10 Ballone wurden wiedergefunden. Anzeichen einer Strahlung wurden auf keiner Platte ermittelt.

Schmerwitz.

W. F. McDonald and A. K. Showalter. Air- and water-temperatures in the West Indian Region. National Res. Council. S. 197—209, 1933. Enthält mehrere graphische Darstellungen und Kartenskizzen. *K. Jung.*

C. O'D. Iselin. The developments of our conception of the Gulf Stream system. National Res. Council. S. 226—231, 1933. Enthält Kartenskizzen der Temperaturverteilung in den drei Teilen des Golfstrom-Systems.

K. Jung.

O. Pettersson. Tidvattnets problem. I. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) 23, Nr. 23, 9 S., 1933, Heft 4. Nach der herrschenden Gezeitentheorie muß die Ur-

sache der Ebbe- und Flut-Bewegung in der Horizontalkomponente der Gravitationswirkung von Sonne und Mond gesucht werden. Verf. vertritt nun die Ansicht, daß die Vertikalkomponente der genannten Kraft innere Bewegungen im Meer hervorruft, und führt als Stütze dafür Messungen in Gullmarfjord an, wo eine untere schwerere Schicht mit 14 tägiger Periode zwischen 25 und 5 m unter der Meeresoberfläche auf- und absteigt. Durch die Wirkung derselben Kraft werden die großen Äquatorialströmungen im Meer erklärt. Da die Vertikalkraft am Äquator vorwiegend positiv (nach oben gerichtet) und bei den Polen vorwiegend negativ gerichtet ist, so werden die Wassermassen am Pol absteigen und am Äquator aufsteigen und dabei die großen Bodenströme von den Polen zum Äquator hervorrufen.

J. Holtsmark.

G. Schönweller. On some hydraulic model tests. Performed in 1929—31 for the board of maritime works of the State of Denmark. Ingeniørvidensk. Skrifter (B) Nr. 9, 47 S., 1933. Beschreibung einiger Modellversuche über Bewegungen im Sandboden unter dem Einfluß von strömendem Wasser, die mit Rücksicht auf die praktische Verwendung der Resultate auf einen bestimmten Fall (Kanal- und Dammbauten bei Hvide Sande) angestellt wurden. Es wurde untersucht: 1. das Abscheuern des Sandes vom Boden vor einer Schleuse bzw. einem Überflußdamm von wechselndem Profil; 2. die Bildung von Sandablagerungen am Ausfluß des Kanals in die See und das Wegwaschen der Ablagerungen durch den Strom im Kanal; 3. die Bestimmung der kritischen Geschwindigkeit, bei welcher die Bewegung des Bodenmaterials eintritt. Viele Photographien der entstandenen Bodenprofile sind reproduziert.

J. Holtsmark.

E. Wasmund. Temperaturschichtungen im Bodensee. Gerlands Beitr. 40, 399—452, 1933, Nr. 4. Der Verf. berichtet über Ergebnisse von Meßfahrten mit einem Motorboot in den einzelnen Teilen des Bodensees, die dort zur Erfassung der Isothermenflächen, der Einschichtungsverhältnisse des Rheins und der Beziehung der Temperaturschichtung zu den Strömungsverhältnissen durchgeführt wurden. Aus dem zahlreichen Kurvenmaterial wird eine Auswahl von Temperatur-Tiefenkurven für einzelne Stationen, Isobathen- und Isothermenflächenprofilen, Profil- und Stationsflächenkurven wiedergegeben. Epilimnion und Metalimnion, ihre Mächtigkeit und ihre Störungen, interne Seiches und laminare und turbulente Schichtung werden ausführlich besprochen und Vergleiche mit früheren Ergebnissen angestellt.

F. Steinhauser.

Wilhelm Pabst. Über ein Gerät zur Messung und Aufzeichnung des Seeganges. ZS. f. Flugtechn. 24, 568—600, 616—619, 1933, Nr. 21 u. 22. Um den Seegang besonders im Interesse des Seeflugbetriebes genauer messen und verfolgen zu können, wurde ein neues Gerät konstruiert, das die Registrierung des Seeganges gestattet. Das Gerät besteht aus einer Boje in Form eines Doppelkegels und einem Druckregistriergerät, das mit einem möglichst langen Kabel an der Boje hängt und so die Schwankungen des Druckes beim Heben und Senken der Boje aufzeichnet. Die Boje wird an einer zweiten verankerten Boje befestigt. Das Gerät läßt sich auch als Anzeigeeinstrument benutzen; dabei findet ein elektrischer Geber Verwendung, der mittels Widerstandsänderungen in einem Elektrolyten die Druckänderungen in Schwankungen des elektrischen Stromes umwandelt. In einem zweiten Teil werden die zur Verwendung kommenden Formeln abgeleitet und die Fehler des Gerätes besprochen: Fehler durch endliche Kabellänge, durch Trägheit, durch ungenügende Wirksamkeit des Druckraumes. Schließlich werden Meßergebnisse aus der Lüneburger Bucht mitgeteilt.

Fritz Hänsch.

P. Idrac. Influence du mistral et du vent d'est sur la température des couches sous-marines sur la côte d'azur. C.R. 197,

1680—1681, 1933, Nr. 25. Thermische Änderungen und Ströme, die in Tiefen von 25 bis 50 m wesentlich stärker auftreten als an der Oberfläche, werden durch elektrische Apparaturen gemessen. Es wird ein Zusammenhang mit den Hauptwinden an dieser Küste festgestellt, nämlich mit den Ostwinden und dem Mistral, die einerseits Erwärmung, andererseits Abkühlung besonders in der Tiefe des Meeres und damit eine bestimmte Schichtung bedingen. *Fritz Hänsch.*

Arthur Beer. Hochseepiegel. Naturwissensch. 21, 890—894, 1933, Nr. 51. Nach allgemeinen Bemerkungen über die Gezeitenlehre wird zunächst die Gezeitenrechenmaschine und das von Rauschelbach neu konstruierte ferngesteuerte automatische Registrierwerk beschrieben. Anschließend wird der neue von den Askaniawerken herausgebrachte und ebenfalls von Rauschelbach konstruierte Hochseepiegel behandelt: In einen auf den Meeresgrund versenkbaren Kessel ist ein Druckmesser eingebaut, der durch ein optisches Registrierwerk Höhen- und Druckänderungen der auf ihm lastenden Wassermasse aufzeichnet. Der Apparat vermag ohne jede Bedienung bis zu einem Monat auf dem Meeresgrunde zu arbeiten. *Fritz Hänsch.*

Paul Cauchard. Sur la teneur en oxygène dissous des eaux de la Seine maritime. C. R. 198, 594—596, 1934, Nr. 6. Der Sauerstoffgehalt des Wassers der Seine wird in verschiedenen Entfernungen von ihrer Mündung nach der vom Verf. abgeänderten Eisensulfat—Permanganat-Methode bestimmt und mit dem Sauerstoffgehalt des Meeres und des Brackwassers verglichen. Er nimmt beim Übergang vom Süß- zum Meerwasser zunächst schnell zu, erreicht im Brackwasser ein Maximum (Sättigung) und nimmt dann wieder etwas ab. Im Laufe des Tages wird der Sauerstoffgehalt durch zwei Hauptfaktoren beeinflusst: durch die Sonnenstrahlung, die infolge der Photosynthese eine Zunahme bewirkt, und durch die Flut, die eine kleine Abnahme verursacht. Außerdem wirken die klimatischen Einflüsse und die im Wasser enthaltenen Stoffe auf den Sauerstoffgehalt ein. *Zeise.*

Edward Smith Gilfillan, Jr. The Isotopic Composition of Sea Water. Journ. Amer. Chem. Soc. 56, 406—408, 1934, Nr. 2. Wenn in größeren Meerestiefen statistisches Gleichgewicht zwischen den verschiedenen Wasserisotopen vorhanden wäre, dann müßte z. B. die Dichte des Wassers aus 4500 m Tiefe bei 0° bis zu $7 \cdot 10^{-6}$ größer sein als diejenige des Wassers von der Oberfläche des Meeres (infolge der Isotopentrennung durch das Schwerfeld der Erde). Verf. findet nun zwischen Wasser aus einer Tiefe (aus 36° 27' nördl. Breite und 68° 38' westl. Länge) und dem destillierten Wasser des Laboratoriums einen Dichteunterschied von $2,3 \cdot 10^{-6}$ bei 0° C. Überraschenderweise ergibt sich aber der gleiche Unterschied zwischen Wasser von der Meeresoberfläche und dem destillierten Wasser. Somit kann sich das Gleichgewicht der Isotopen im Meer noch nicht eingestellt haben. Der in beiden Fällen beobachtete Dichteunterschied zwischen Meer- und Landwasser beruht vielleicht auf der Isotopentrennung bei der Destillation; eine Abschätzung zeigt, daß dafür nur das Sauerstoffisotop O^{18} verantwortlich sein könnte. *Zeise.*

D. Chalonge. L'état actuel du problème de l'ozone atmosphérique. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 16 S., 1934, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 349]. Nach einer kurzen Übersicht über die heutigen Ansichten bezüglich der Ozon bildenden (ultraviolett und Korpuskularstrahlen) und Ozon zerstörenden Agenzien gibt Verf. Richtlinien für künftige Messungen. Dabei bezeichnet er als besonders wünschenswert: 1. mit Rücksicht auf die Frage der Ozonbildung nächtliche Messungen mit Sternspektren und 2. das Studium der Höhenverteilung des Ozons *a* in polaren und *b* in tropischen Gebieten. *Chr. Jensen.*

Christian Guillaume. Présentation d'un pluviomètre enregistreur automatique de grande sensibilité. Journ. de phys. et le Radium (7) 4, 158 S—159 S, 1933, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 347.] Die gebräuchlichen Niederschlagsregistriergeräte lassen weder sehr geringe Regenmengen erkennen noch mehrfache Niederschläge während eines gewissen Zeitabschnittes unterscheiden. Ohne jegliche Abbildung wird hier die Einrichtung eines neuen Regenmessers beschrieben. Auf einen Registrierschreibarm wird die Füllung eines Rezipienten bis zu 1 mm Niederschlag, in hundertstel unterteilt, übertragen. Bei Füllung bis zu 1 mm entleert sich das Gefäß, worauf der Prozeß von neuem beginnt. Die Niederschläge in mm werden gesondert registriert. Trotz einiger noch vorhandener Unvollkommenheiten konnten selbst geringe Nebel- und Tauniederschläge gemessen werden. *Schmerwitz.*

W. Peppler. Studie über die Aerologie des Nebels und Hochnebels. Ann. d. Hydrogr. 62, 49—59, 1934, Nr. 2. Es ist angestrebt, die allgemeinen aerologischen Verhältnisse festzustellen, die vor, während und nach der Nebelbildung am Bodensee herrschen. Die Feuchtigkeitsverhältnisse und ihre Änderungen in den höheren Schichten sind von ausschlaggebender Wichtigkeit für die Bildung von tiefen Schichtwolken, da durch sie die Strahlungsbilanz bestimmt wird. Bei Auflösung des Nebels kann in den meisten Fällen damit gerechnet werden, daß bei stark nässendem Nebel entweder höhere Nimbusschichten vorhanden sind oder der Zusammenschluß mit den oberen Wolkenschichten bereits vollkommen ist. Zum Schluß wird der Einfluß der Luftschichten unmittelbar über der kondensierenden Schicht behandelt. *H. Ebert.*

Karl Grießbach. Entropieänderungen bei atmosphärischen Vorgängen. Ann. d. Hydrogr. 62, 59—62, 1934, Nr. 2. Es werden einige allgemeine theoretische Überlegungen über die Entropie angestellt, wie letztere sich bei den atmosphärischen Vorgängen ändert, auch für den Fall, daß man nicht die Zustandsgleichung für ideale Gase zugrunde legt. Die Frage, ob ein Vorgang reversibel oder irreversibel verläuft, wird beantwortet durch die Temperaturabhängigkeit des absoluten Wertes der Entropie. Diese besteht aus zwei Summanden, von denen der eine stets temperaturabhängig ist, der andere nur beim reversiblen Vorgang. *H. Ebert.*

W. Köppen. Über Feuchtluftwüsten. Ann. d. Hydrogr. 62, 62—65, 1934, Nr. 2. Die Tatsache, daß es ausgedehnte Küstengebiete gibt, in denen bei fast völliger Regenlosigkeit doch feuchte, sogar zur Nebelbildung geneigte Luft herrscht, wird durch folgenden Satz erklärt: dort, wo die Wasseroberfläche kälter als die Luft und als die Nachbarflächen ist, herrscht ruhigeres, regenärmeres und zu Nebeln geneigtes Wetter, dort aber, wo sie wärmer als diese ist, Regen, Gewitter und Sturm. *H. Ebert.*

Henry Hubert. Les courants aériens en Cochinchine. C. R. 197, 1677—1678, 1933, Nr. 25. Höhenwindmessungen, die seit 1931 in Saïgon angestellt worden sind, werden untersucht, um allgemeine Typen in der atmosphärischen Zirkulation in Cochinchina zu erkennen. Es gibt zwischen 0 und 10 000 m Höhe vier große Windsysteme: vom Frühjahr bis zum Herbst unregelmäßige Winde am Boden und Ostwinde in der Höhe; vom Herbst bis zum Frühjahr Passate am Boden und Antipassate in der Höhe; dazu treten noch die Übergänge, in denen sich die Höhenwinde bis zum Boden durchsetzen und den Umschwung herbeiführen. *Fritz Hänsch.*

C. E. Brazier et L. Éblé. Sur la température de l'air au voisinage du sol. C. R. 197, 1678—1680, 1933, Nr. 25. Um die Temperatur der Luft in Nähe des Erdbodens zu messen, werden entgegen früheren Anordnungen aspirierte und

gegen Strahlung geschützte Thermometer in 3 cm Höhe über dem Boden angebracht. In einer Tabelle werden mittlere Maxima, Minima, Mittelwerte und Tagesschwankungen einer Meßreihe von 25 Tagen mitgeteilt, und zwar von einem aspirierten Thermometer in 3 cm, einem ungeschützten in 3 cm und einem geschützten in 1,80 m Höhe über dem Erdboden. Das ungeschützte Bodenthermometer zeigt dabei die größten Abweichungen.

Fritz Hänsch.

W. Brückmann. Zum Problem der atmosphärischen Bewegungen. Meteorol. ZS. 50, 448—450, 1933, Nr. 12. (Vers. d. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Für die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre werden neben der bisherigen thermodynamischen Betrachtungsweise rein mechanische Erklärungen gegeben. Es wird von der Möglichkeit ausgegangen, daß die Luft gleiten kann, und zwar wird innerhalb der Atmosphäre ein partielles Gleiten ins Auge gefaßt, wie es infolge verschiedener Unterlage und damit verschiedener Reibung am Boden und an Sprung- und Unstetigkeitsschichten auftreten kann. Bei diesem Austausch der Bewegungsgröße steht dem Gleiten ein Haften gegenüber. Über den rauen Gebieten befindet sich die Atmosphäre im allgemeinen oberhalb der Grenze von Haften und Gleiten, über ihren glatten Gebieten aber unter dieser Grenze.

Fritz Hänsch.

P. Raethjen. Die Böenfront als fortschreitende Umlagerungswelle. 1. Teil. Isolierte Vertikalbewegung und Kontinuitätsforderungen. Meteorol. ZS. 51, 9—17, 1934, Nr. 1. Im Anschluß an frühere Untersuchungen des Verf. werden in einem 1. Teil die isolierten Vertikalbewegungen und die Kontinuitätsbedingungen unter Berücksichtigung der Erdrotation behandelt. Das Charakteristikum der böenartigen Umlagerung ist die durch frei werdende feuchtlabile Energie bedingte starke Gleichgewichtsstörung. Beim Ausfall des Niederschlages und bei seinem Einfluß auf die isolierte Vertikalbewegung der Luft werden mehrere Fälle unterschieden, die schließlich zur Aufstellung zweier Umlagerungssätze führen. Durch den Ausfall des Niederschlages wird die Böenwolke so entlastet, daß sie sich noch an ihrer Gipfelhöhe ausbreitet und nicht in ihr Ausgangsniveau zurückschwingt. Daher ist die mit der Böenwolke verbundene Umlagerung im wesentlichen eine einmalige energische Vertikalversetzung aus einer unteren Schicht in eine hoch gelegene. Unter dem Gesichtspunkt der kontinuierlichen Umlagerung ergeben sich folgende Sätze. Da durch den Ausfall des Niederschlages energische, abwärts gerichtete Vertikalströme unmöglich gemacht werden, tritt die abwärts gerichtete Umlagerung als eine über großem Areal allenthalben gleichmäßige geringe Senkung der Luftmassen auf, die aufwärts gerichtete dagegen als eng begrenzter stürmischer Luftstrom. Da die Vertikalbeschleunigungen nur in eng begrenzten Gebieten auftreten, kann man das vertikale Druckfeld als durch die umgebende Luft hydrostatisch gegeben ansehen.

Fritz Hänsch.

A. Kapustinskij. Über die Zusammensetzung der Luft in der Stratosphäre. C. R. Leningrad (N. S.) 1, 108—109, 1934, Nr. 3. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Entgegen der Laplaceschen Regel ist nach den Luftproben, die von dem Stratosphärenflug unter Leitung von Prokojev stammen, die Luftzusammensetzung an der Erdoberfläche und in 19 km Höhe praktisch gleich. Es tritt also keine Erniedrigung der Sauerstoffkonzentration ein. Zur Erklärung werden Anreicherung der Stratosphäre mit Stickstoff unter dem Einfluß der Gravitation und thermische Diffusion angeführt.

Fritz Hänsch.

A. Dauvillier. Recherches sur l'ozone atmosphérique au Scoresby Sund pendant l'Année Polaire. Journ. de phys. et le Radium (7) 4, 156 S—158 S, 1933, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 347.] Täglich wurde nach einer chemischen Methode der Ozongehalt der Luft am Erdboden am

Scoresby Sund bestimmt. Die Jahreskurve, die im Mittel 5 mg in 100 m³ Luft im November 1932 angab, begann seit Anfang Dezember zu steigen. Der Höhepunkt wurde Ende Dezember mit 57 mg und der normale Gehalt von 4 mg wieder Ende Februar erreicht. Die Winterstürme aus Nordosten verringerten jedesmal den Ozongehalt. Die Polarnacht dauerte vom 20. November bis 20. Januar. Das Nordlicht war während dieser Zeit gleichmäßig, so daß man schließen kann, daß es Ozon bildet und dieses Gas einen Monat braucht, um bei ruhiger Luft den Erdboden zu erreichen. Die ultraviolette Sonnenstrahlung zerstört es. Der Ozongehalt hängt nicht mit dem Barometerstand zusammen, entgegen Levine. *Gude.*

Heinz Lettau. Groß-Austausch über Europa und dem Nordatlantik im Winter 1931. Gerlands Beitr. 40, 390—398, 1933, Nr. 4. Der Verf. berechnet aus den Luftdruckdifferenzen an 60 Schnittpunkten der Meridiane und Parallelkreise mit Verwendung der entsprechenden Gradientwindstärken die Verteilung des meridionalen und zonalen Austausches über Europa im Januar und Februar 1931. Die Ergebnisse sind kartographisch dargestellt. Der meridionale Austausch weist Maxima über dem Nordatlantik und über den Westalpen und einen Anstieg gegen Rußland hin auf. Über dem Ozean zeigt sich eine ausgesprochene Zunahme mit der geographischen Breite, während die Breitenmittel über dem Kontinent ziemlich gleich sind. Der zonale Austausch ist über dem Ozean geringer und erreicht Maxima über Südschweden—Jütland und über den Alpen. Die Verteilung der Austauschgröße wurde auch noch durch „Austauschellipsen“ dargestellt, die im allgemeinen ihrer Flächengröße nach und im besonderen in Hinsicht der einzelnen Richtungen durch die Länge der entsprechenden Achsen im reziproken Verhältnis zur Austauschgröße stehen. *Ferd. Steinhauser.*

H. P. Berlage jr. Über die Hörbarkeit der Knalle einer semi-vulkanischen Dampfexplosion auf Sumatra. Gerlands Beitr. 40, 369—370, 1933, Nr. 4. Im Zusammenhang mit einem schweren Erdbeben in Südsumatra erfolgten heftige Dampfexplosionen in einem benachbarten Fumarolenfeld. Die Explosionen wurden an zahlreichen Orten in einem Umkreis bis 700 km gehört. Aus der kartographischen Verteilung der Meldeorte sieht man, daß innerhalb eines Umkreises von 170 km um das Explosionszentrum die Hörbarkeit geringer war als außerhalb dieses Kreises. *F. Steinhauser.*

T. E. Aurén. Illumination from Sun and Sky. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) 24, Nr. 4, 55 S., 1933. Ermittlung der Beleuchtung einer horizontalen Fläche mittels Calciumzelle von 1928 wird für 1929—1932 weitergeführt. Jahresmittel für verschiedene Sonnenhöhen werden bestimmt, der Gang der täglichen Mittel bei gleicher Sonnenhöhe mit den geographischen Breiten zwischen 55° und 71° und mit der Meereshöhe kann für das sichtbare Licht, im Gegensatz zur Ultraviolettstrahlung, vernachlässigt werden. Für diese Breiten werden Monatsmittel aufgestellt und aus der monatlichen Lichtmenge mit Berücksichtigung der Niederschlagsmenge Schlüsse auf das Wachstum der Pflanzen gezogen. Um den Einfluß der Bewölkung zu erfassen, wird die relative Beleuchtung in Prozenten der aus den Tabellen zu entnehmenden Beleuchtung bei klarem Himmel eingeführt. Der Zusammenhang zwischen der Lichtmenge, der Gesamtstrahlung und der Sonnenscheindauer, sowie zwischen einer mittleren Wolkendecke und der relativen Beleuchtung wird untersucht. Aus der Lichtmenge bei klarem Himmel und der relativen Beleuchtung werden für die Skandinavische Halbinsel zu vier Zeitpunkten Karten der Kurven gleicher Beleuchtung gezeichnet. Die notwendigen Tabellen sind angeschlossen. *Sättele.*

J. Cabannes et J. Dufay. Analyse spectrale de la lumière du ciel nocturne au Pic du Midi. C. R. 198, 306—309, 1934, Nr. 4. Mit licht-

starkem Spektrographen wurden auf dem Pic du Midi zwischen $\lambda\lambda$ 3891 und 5204 Wellenlängen und Intensitäten von 91 Linien und Banden ermittelt, davon sind 47 bekannt, 23 gehören dem Nachthimmel, 5 dem Polarlicht und 19 beiden an. Von den 44 neuen Linien sind 31 als sicher bezeichnet, einige zeigen veränderliche Intensität. Zugeschrieben werden die Linien dem Stickstoff, dem neutralen Sauerstoff und dem Argon bzw. Para- und Orthohelium. Weitere Linien sind Linien des unbekannten Kometenkernspektrums eng benachbart. Intensitätsvergleiche am kontinuierlichen und diskontinuierlichen Spektrum zwischen Nordhorizont, Zenit und Südhorizont ergaben ein Überwiegen des ersteren. Die Höhe der leuchtenden Schichten wird über 100 km angegeben. *Sättele.*

A. G. Hatcher. Note on a rare phenomenon in the night sky. Proc. Nova Scotian Inst. of Science 18, 75—76, 1932/33, Nr. 3. Beobachtet wurde in St. John, Neufundland, am 25. April 1932 zwischen 9 und 11 Uhr ein enges weiß-graues Lichtband von 10° Ausdehnung nahe der Ekliptik, das als Polarlicht oder als Zodiakallicht angesehen werden kann. Gründe dafür und dagegen sind beigefügt. *Sättele.*

J. Coulomb et J. de Lagaye. Une série de mesures à l'actinomètre Arago. C. R. 198, 109—110, 1934, Nr. 1. Die mittlere jährliche Sonnenintensität während der Jahre 1912—1933 in Clermont-Ferrand wird auf Grund von Strahlungsmessungen mit einem Aragoaktinometer mitgeteilt und mit dem mittleren Bewölkungsgrad verglichen. *Fritz Hänsch.*

M. Bender. Messungen unzerlegter und spektral zerlegter Gesamt- und Ultraviolettstrahlung in Greifswald. Meteorol. ZS. 51, 24—31, 1934, Nr. 1. In den Jahren 1931 und 1932 wurde mittels des Michelson-Martensschen Aktinometers die Intensität der Sonnenstrahlung im Gesamtspektrum sowie im Rot-Ultrarotgebiet und deren Differenz, die Kurzstrahlung, bestimmt, ferner die Beleuchtung der horizontalen Fläche durch Sonne + Himmel (das sogenannte Oberlicht = $S + d$) mittels des Robitsch-Aktinographen sowie mittels der photoelektrischen Zellenmethode (Anlehnung an die Dornoschen Messungen), indem einmal die ohne Filter benutzte bzw. mit dem Minosglas versehene (größte Durchlässigkeit etwa bei $320\text{ m}\mu$) Cadmiumzelle Anwendung fand, zum anderen die mit dem C-Filter ($\lambda_{\text{max}} = 317\text{ m}\mu$), mit dem B-Filter (λ_{max} bei etwa $480\text{ m}\mu$) und mit dem U-Filter (λ_{max} bei etwa $370\text{ m}\mu$) versehene Kaliumzelle. Durch Kombination mit den bei Abblendung der Sonne durchgeführten Messungen konnte außer dem Oberlicht ($S + d$) die Beleuchtung der horizontalen Fläche durch die Sonne allein (S) und die durch den Himmel bewirkte (d) gefunden werden. Der Verlust durch Reflexion und Absorption für das beim Aktinometer verwandte 3 mm dicke Rotglas RG₂ (früheres F 4512) wurde zu 18 % angenommen. Nur an drei durch besondere atmosphärische Reinheit ausgezeichneten Tagen, dem 18. März 1931 und dem 16. Juni bzw. 12. August 1932, konnten sämtliche Messungen vom Morgen bis zum Abend durchgeführt werden. Verf. hebt besonders den mittels des Aktinometers am 16. Juni gefundenen Höchstwert von $1,48\text{ gcal/cm}^2\text{ min}$ hervor (Sonnenhöhe = $58,7^\circ$); es ist aber der am 18. März gefundene Höchstwert von $1,43$ verhältnismäßig noch größer (Sonnenhöhe nur $\pm 34,5^\circ$). Dem Gros der bisherigen Ergebnisse entsprechend sind der Tagesgang der Sonnenstrahlung und seine Abhängigkeit von der Jahreszeit am stärksten ausgeprägt für die Ultraviolettstrahlung, am wenigsten für die Wärmestrahlung, während sich in den übrigen Spektralbezirken ein mittleres Verhalten zeigt. Die das $S + d$, das S und das d anzeigenden Kurven lassen in klarster Weise erkennen, daß der vom Himmelslicht herrührende Teil des Oberlichtes bei gleicher Sonnenhöhe um so mehr wächst, je kleiner λ wird. Besonders sei hervorgehoben, daß bis zu den größten hier vorkommenden Sonnen-

höhen (58,7°) das d beim Ultraviolett in Greifswald das S überragt (bei der untersten Kurve in Abb. 5 sind S und d miteinander vertauscht), während dies für die Kaliumzelle mit dem U -Filter erst bei kleinen Sonnenhöhen eintritt. *Chr. Jensen.*

Ernst G. Meyer. Sonnen- und Himmelsstrahlung in der Großstadt und im deutschen Mittelgebirge. *Strahlentherapie* **49**, 161—165, 1934, Nr. 1. Verf. gibt einiges Zahlenmaterial über die Intensitäten der Sonnen- und Himmelsstrahlung auf die Horizontalfläche für Frankfurt a. M. (120 m ü. M.) und den kleinen Feldberg im Taunus (810 m ü. M.) im Winter und Sommer bei verschiedenen Trübungsgraden der Atmosphäre und bei verschiedenen Sonnenhöhen. Für Frankfurt a. M. werden ferner einige Angaben über die Sonnenstrahlintensität auf eine um 30° geneigte Fläche gemacht. Alle Werte sind in $\text{gal/cm}^2 \cdot \text{min}$ angegeben. Sonderbarerweise kommen auch Werte mit negativem Vorzeichen vor, ohne daß aus dem Text zu ersehen ist, auf welchen 0-Wert die Zahlen bezogen sind. *Behnken.*

Gertrud Riemerschmid und Gerhart Riemerschmid. Die ultraviolette Sonnenstrahlung in Assuan (Oberägypten). II. Messungen mit der Kadmiumzelle. *Strahlentherapie* **49**, 309—327, 1934, Nr. 2. Verff. teilen Ergebnisse von Strahlungsmessungen mit, welche sie im Winter 1930/31 an der ultravioletten Sonnenstrahlung in Assuan mit Hilfe von argongefüllten Cd-Zellen ausgeführt haben. Sie finden auf gleiche Sonnenhöhen bezogen von Dezember 1930 bis März 1931 eine Abnahme von 12 bis 13 %, was nur zum Teil durch Ozonzunahme zu erklären ist. Das Verhältnis der Mittagsintensitäten Dezember/März ist in Assuan 1/1,5, in Davos 1/4. Bei gleichen Sonnenhöhen sind die UV-Intensitäten in Assuan kleiner als in Davos. Dagegen sind zu gleichen Tageszeiten und im Tagesgang die UV-Intensitäten in Assuan sehr viel intensiver als unter günstigsten mitteleuropäischen Verhältnissen, besonders zur Zeit der tiefen Sonnenstände. *Behnken.*

Oliver R. Wulf. Steady states produced by Radiation with Application to the Distribution of Atmospheric Ozone. *Phil. Mag.* (7) **17**, 251—263, 1934, Nr. 111. Verf. stellte sich die Untersuchung von Gleichgewichtszuständen zur Aufgabe, die herbeigeführt werden, wenn durch Absorption einer bestimmten Strahlung in einem Gas A ein Produkt B entsteht, das durch eine andere Strahlung wieder in A zurückverwandelt wird. In Frage kommen hier die bekannten Prozesse der Photoionisation und Photodissoziation bzw. photochemischen Bildung anderer Molekeln in den Atmosphären der Planeten oder der Fixsterne. Im Mittelpunkt steht hier die Gleichgewichtskonzentration des atmosphärischen Ozons. Wichtig ist dabei einmal die Kenntnis der Abhängigkeit von der Höhenlage in der Atmosphäre (dabei die Lage des Maximums) und zum andern die des Gesamtbetrages in einer Luftsäule mit dem Einheitsquerschnitt. Da Störungen des Gleichgewichtszustandes durch Wind, Luftkonvektion und Diffusion einer exakten Berechnung schwer zugänglich sind, soll ihre rechnerische Erfassung einer späteren Untersuchung vorbehalten bleiben. Zunächst wird der einfachste Fall behandelt, wo ein wesentlich das eine konstante Dichte besitzende Gas A enthaltendes Rohr unbegrenzter Länge mit Strahlen mit den Wellenlängen λ_A und λ_B und den Absorptionskoeffizienten α und β beschickt wird. B ist das durch die Strahlung λ_A im Rohre entstehende Produkt. Die Rechnung wird dann ausgedehnt auf eine im Schwerfeld der Erde liegende Atmosphäre von veränderlicher Dichte. Für großes α und β ergibt sich eine mehr flächenhafte Ausbreitung des Gleichgewichtsprodukts B ; die Höhe des Dichtemaximums von B sinkt dabei mit abnehmendem α . Für Wellenlängen mit einem weiten Bereich der Absorptionskoeffizienten α und β muß die mehr flächenhafte Verteilung einer mehr räumlichen (in die Tiefe gehenden) Platz machen. Allgemein kann man sagen, daß

bei der Strahlenabsorption in langen Gasschichten schwach absorbierbare Strahlung eine bedeutende Rolle spielt wegen der dabei hervortretenden Tendenz, einen großen Betrag spärlich, aber weit verbreiteter Gleichgewichtsprodukte herbeizuführen. Ist allerdings die räumliche Ausbreitung stärker, so gewinnen wegen der langsamer ablaufenden Bildungs- und Regenerationsprozesse (z. B. von Ozon) vorhin genannte störende Faktoren an Bedeutung. Ähnliche Überlegungen gelten auch für die Heavisideschicht, bei der allerdings besondere Faktoren zur Beschränkung auf höhere Schichten führen. Verf. versucht auch, von genannten Gesichtspunkten bzw. Ergebnissen aus, die Verschiedenheit der Ozonmenge in höheren und niederen Breiten sowie bei Tage und bei Nacht verständlich zu machen. Bei Anwendung der Betrachtungen auf Sternatmosphären ist zu bedenken, daß dort die Strahlung von innen nach außen geht. Hier müßte nach Wulf die Wirkung der Photoionisation in großen Höhen eine größere sein, als wie sie aus den Temperaturverhältnissen zu erschließen wäre. *Chr. Jensen.*

H. Steinhäuser. Zur Theorie der Himmelsstrahlung und Zerstreuung. Gerlands Beitr. 41, 103—113, 1934, Nr. 1. Für eine trübe, eben im statischen Gleichgewicht geschichtete Atmosphäre mit konstantem Trübungsfaktor wird unter der Annahme, daß die Stärke der Zerstreuung der Luftdichte proportional ist, eine Formel der Verteilung der Himmelsstrahlung bei einfacher Zerstreuung und wolkenlosem Himmel abgeleitet. Die Winkelabhängigkeit der Zerstreuung für sichtbare Strahlen nach verschiedenen Autoren wird diskutiert. *F. Steinhäuser.*

H. Reich. Bemerkungen zur angewandten Seismik. ZS. f. Geophys. 9, 350—353, 1933, Nr. 6/8. Der Verf. äußert sich zustimmend zu den Ausführungen O. v. Schmidts (ZS. f. Geophys. 8, 376—396, 1932), soweit sie die Wirkung der „Verwitterungsschicht“ betreffen, die hier mehr als eine Schicht physikalischer als chemischer Veränderung anzusehen ist. Dagegen kann das aus Venezuela mitgeteilte Beobachtungsmaterial keine Entscheidung für den der Totalreflexion entsprechenden schiefen Strahlenverlauf bringen, da die Annahme des zur Grenzfläche senkrechten Strahlenverlaufs zu einer noch besseren Übereinstimmung der aus den Scheingeschwindigkeiten und den aus den Tiefen berechneten Neigungswinkeln führt. Auch die theoretischen Betrachtungen v. Schmidts reichen nicht aus, eine befriedigende physikalische Erklärung des auch dem Verf. wahrscheinlicheren schiefen Strahlenverlaufs zu geben. *K. Jung.*

O. v. Schmidt. Zu vorstehender Arbeit von H. Reich „Bemerkungen zur angewandten Seismik“. ZS. f. Geophys. 9, 354—355, 1933, Nr. 6/8. *K. Jung.*

A. Schleusener. Beitrag zur Frage der temperaturabhängigen Störung der Gleichgewichtslage der Drehwaagegehänge. ZS. f. Geophys. 9, 301—307, 1933, Nr. 6/8. Dauerregistrierung bei gleichzeitiger Heizung zeigt, daß sich bei Temperaturschwankungen von 6 bis 7°C in drei Stunden die Rubelage des Gehänges I der Drehwaage Ask 667 um 11 Skalenteile, die des Gehänges II um nur 1 Skalenteil ändert. Durch Justieren der Schlittenverschiebung der Torsionsköpfe konnten die Gehänge in eine Lage gebracht werden, bei der die Störung bei gleicher Temperaturänderung nicht mehr auftrat. Ursache der Störung sind wohl Konvektionsströme der Luft im Innern des Instruments. *K. Jung.*

H. Ebert und A. Pfeiffer. Zur Frage des Belüftungseinflusses auf die Angaben des Psychrometers. ZS. f. Instrkde. 54, 92—94, 1934, Nr. 3. Die von Bongards (siehe Phys. Ber. S. 564) erhobenen Einwände werden zurückgewiesen. *H. Ebert.*

Geophysikalische Berichte

Wilhelm Klinkerfues. Zum 50. Todestage des berühmten Astronomen und „Wettermachers“. D. Opt. Wochenschr. 55, 91—93, 1934, Nr. 7. *H. Ebert.*

W. Hiller. Karl Mack †. ZS. f. Geophys. 10, 1—2, 1934, Nr. 1. *Scheel.*

Luigi Palazzo †. Gerlands Beitr. 41, 129, 1934, Nr. 2. *H. Ebert.*

Heinz Lettau. Der Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf Schweremessungen mit Invarpendeln. ZS. f. Instrkde. 54, 101—107, 1934, Nr. 4. Die von H. Schmehl 1930 in den Hauptstädten der Ostseestaaten ausgeführten Schweremessungen mit Invar- und Bronzependeln lassen einen systematischen Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Schwingungsdauer der Invarpendel erkennen. Die zahlenmäßige Untersuchung ergibt einen Einfluß auf die berechnete Schwere von 34 mgal/ γ und eine Suszeptibilität der Invarpendel von 780 CGS-Einheiten. Dieser Wert ist in derselben Größenordnung wie die von Rössiger und Martin aus Laboratoriumsmessungen gefundenen Suszeptibilitäten (380 CGS-Einheiten). Einige theoretische Untersuchungen behandeln die gegenseitige magnetische Beeinflussung der schwingenden Pendel beim Zweipendelverfahren. *K. Jung.*

Motoharu Kimura. Relative Gravity Determination by means of Short Wireless Wave Communication. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 1—14, 1934, Nr. 1. Mittels drahtloser Übertragung der Schwingungen eines in Hongô aufgestellten Pendels auf die Registrierung der Schwingungen des Feldpendels werden die Schwereunterschiede zwischen Hongô, Mitaka, Tukuba nach der Referenzpendelmethode gemessen. Die Apparate werden beschrieben und die Berechnung der Ergebnisse eingehend dargestellt. Ein Anhang behandelt die Anwendung der drahtlosen Übertragung bei Prüfung einer Riefler-Uhr. *K. Jung.*

Anton Graf. Theoretische Grundlagen der Ringsendemethode. S.-A. Ergän.-Hefte f. angew. Geophys. 4, 75 S., 1933, Nr. 1; Diss. Dresden 1933. Die vorliegende Arbeit behandelt die theoretischen Grundlagen einer geophysikalischen Methode zur Untersuchung auf gute Leiter, der sogenannten Ringsendemethode. Der induzierende Strom (Wechselstrom von einigen Ampere mit Frequenzen von 10 bis 1000 Hertz) durchfließt eine im allgemeinen horizontal ausgelegte kreisförmige Kabelschleife mit einem Radius von 1 bis einigen 100 m. Es werden das von dieser Schleife erzeugte Magnetfeld, das sogenannte Primärfeld, sowie das Sekundärfeld berechnet. Das Sekundärfeld wird durch die Wirbelströme hervorgerufen, die in einer unendlich ausgedehnten dünnen Platte beliebiger Neigung induziert werden. Zur Bestimmung des Sekundärfeldes wurde neben dem rechnerischen auch ein graphisches Verfahren verwendet, das sich jedoch nur für den Fall der horizontalen Platte und für kleine oder sehr große Produkte aus Leitfähigkeit mal Frequenz streng durchführen läßt. Ferner wird ein Verfahren angegeben, wie man Tiefe und Neigung der Platten bestimmen kann, und dessen Anwendung gezeigt. *W. Hohle.*

A. Basch. Bemerkung zu Max Schuler: Die Berechnung der Gleichgewichtslage von gemessenen Schwingungen auf Grund der Fehlertheorie. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 13, 456—457, 1933, Nr. 6. Zur gleichnamigen Arbeit von M. Schuler, ZS. f. angew. Math. u. Mech. 12, 152, 1932, nimmt der Verf. in einer Zuschrift Stellung und verweist auf seine Veröffentlichung in der Akademie Wien 123 [2a], 767, 1914, in

der die verschiedenen gebräuchlichen Formeln gewürdigt werden und die einschlägige Literatur besprochen wird. Die Schulerschen Formeln entsprechen der Methode der Gruppenbildung, die bei vier Umkehrpunktsbeobachtungen mit der aus der Fehlertheorie folgenden Formel übereinstimmt, bei fünf Umkehrpunktsbeobachtungen nur ein wenig abweichendes Ergebnis liefert. Die fehlertheoretische Untersuchung schwach gedämpfter Schwingungen liefert allgemein für eine ungerade Zahl von Umkehrpunktsbeobachtungen die bekannte einfache Kohlrauschsche Regel, während für eine gerade Anzahl von Umkehrpunktsbeobachtungen die Formel für die Gleichgewichtslage eine viel kompliziertere ist.

Basch.

M. Schuler. Erwiderung zu den Ausführungen von A. Basch. Ebenda S. 457—458. Die Ausgleichung von A. Basch (Sitzungsberichte der Akademie Wien 123 [2a], 767, 1914) behandelt den Fall, daß die Abweichung zwischen Beobachtung und Theorie durch Beobachtungsfehler der Umkehrpunkte, hereingetragen wird, während die Schwingung selbst streng gesetzmäßig verläuft. Im Gegensatz dazu behandle ich in ZS. f. angew. Math. u. Mech. 12 den Fall, daß die Abweichungen zwischen Beobachtungen und idealer Schwingungskurve durch kleine Störungen entstehen, die auf das schwingende System einwirken, während die Ablesefehler im Vergleich hierzu vernachlässigbar klein sind. Deshalb ergeben sich bei mir andere Ausgleichsformeln für die Gleichgewichtslage als bei Basch. Vor allem haben alle bisherigen Ausgleichungen sich auf den Fall der schwachen Dämpfung beschränkt, während meine Gleichungen 5 auch bei beliebig großer Dämpfung angewendet werden können.

M. Schuler-Göttingen.

Enrique Levin. An automatic mareograph. Journ. scient. instr. 11, 118—120, 1934, Nr. 4.

H. Ebert.

Walter Findeisen. Zur Theorie des Psychrometers. Meteorol. ZS. 51, 89—100, 1934, Nr. 3. Verf. bringt eine Psychrometertheorie auf den Ergebnissen der Grenzschichttheorie. Er leitet Beziehungen ab, die zur Auswertung psychrometrischer Messungen dienen können; der Anschluß an die üblichen Psychrometerformeln wird hergestellt. Verf. will damit entscheidende Faktoren zur Klärung von Streitfragen bringen. Die Theorie — durchgeführt für das ideale und nicht ideale Psychrometer — ergibt quantitative Übereinstimmung mit den Erfahrungstatsachen empirischer Untersuchungen (Sprungsche Formel). Die Verhältnisse bei hohen Temperaturen sind nicht behandelt worden.

H. Ebert.

P. Moltchanoff. Erforschung der Struktur der Luftströmungen mit Hilfe der ausgewogenen Ballone mit angehängtem Fallschirm. Meteorol. ZS. 51, 120—122, 1934, Nr. 3. Bei Bestimmung der Strömungslinien der Luft mittels ausgewogener Ballone stört der Umstand, daß die Ballone zufolge von Temperaturänderungen häufig einen Auftrieb erhalten. Zur Verringerung der Wirkung des Auftriebes wird vorgeschlagen, an den Ballon einen genügend großen und möglichst leichten „Fallschirm“ in Form eines auf dünnen Holzstäben ausgespannten Anhängsels aus Papier anzubringen. In Tabellen wird eine Übersicht über den Einfluß der Fallschirme verschiedener Flächengröße auf die Steiggeschwindigkeit des Ballons bei verschiedenen Auftriebswerten und ein Vergleich der Steiggeschwindigkeiten „ausgewogener“ Pilotballone ohne Fallschirm und solcher mit einem Anhängsel nach Basisbeobachtungen in verschiedenen Höhen gegeben.

F. Steinhauser.

Paul Mildner. Zur Deutung des Korrelationskoeffizienten. Meteorol. ZS. 51, 119—120, 1934, Nr. 3. Ausgehend von den Differenzen der Ab-

weichungen (ξ_i, η_i) von den Beobachtungswerten kann die Formel für den Korrelationskoeffizienten r geschrieben werden:

$$\frac{[(\xi_i - \eta_i)^2]}{2 (\xi_i)^2} = 1 - r,$$

wenn $[\xi_i^2] = [\eta_i^2]$ ($[\] =$ Mittelwert). Das heißt, daß $1 - r$ gleich ist dem Quotienten aus dem mittleren Streuungsquadrat der Differenzen der beiden Ausgangsreihen und dem Streuungsquadrat, das sich ergeben müßte, wenn die beiden Reihen nicht miteinander korreliert wären. Ist $[\xi_i^2] \neq [\eta_i^2]$, so gilt

$$\frac{[(\xi_i - \eta_i)^2]}{[\xi_i^2] + [\eta_i^2]} = 1 - \frac{[\xi_i \eta_i]}{[\xi_i^2] + [\eta_i^2]} = 1 - \rho$$

und es ist

$$r = \rho \frac{1 + q}{2 \sqrt{q}}, \text{ wo } q = \frac{[\xi_i^2]}{[\eta_i^2]}. \quad F. \text{ Steinhauser.}$$

Paul-L. Mercanton. Zur Frage der Messung der möglichen Sonnenscheindauer (Insolation) eines Ortes. Meteorol. ZS. 51, 62—64, 1934, Nr. 2. Der Verf. beschreibt ein Instrument, das geeignet ist, den Tagbogen der Sonne mittels eines nach geographischer Breite des Beobachtungsortes und nach der Sonnendeklination einstellbaren und drehbaren Fernrohres zu verfolgen und so auch die Zeit des Auf- und Unterganges der Sonne für beliebige Zeiten des Jahres zu bestimmen und führt Beispiele an, wozu das Instrument bisher nützlich verwendet werden konnte.

F. Steinhauser.

Erwin Hasché. Messungen mit dem „Effektiv-Pyranometer“ von F. Albrecht. Messung und Registrierung der langwelligen Himmels- und Erdstrahlung ($\lambda \sim 5 - 50 \mu$). Meteorol. ZS. 51, 64—78, 1934, Nr. 2. Der Verf. gibt ausführliche Anleitungen zu Auswertungen der Registrierungen mit dem Albrechtschen Effektiv-Pyranometer, untersucht die Meßgenauigkeit des Instrumentes und bringt Beispiele für seine Verwendbarkeit. Es wird besonders darauf hingewiesen, daß mit dem Instrument die Strahlung im absoluten Maß gemessen werden kann. Alle Fehler, die hierbei auftreten können, werden aufgezählt und ausführlich diskutiert.

F. Steinhauser.

W. Mörikofer. Neue Vergleichen zwischen dem Silver-disk-Pyreheliometer und dem Ångström-Pyreheliometer. S.-A. Phys.-Meteorol. Obs. Davos 1933, 3 S. Nach den Untersuchungen von Ångström und Marten wird allgemein angenommen, daß Messungen mit dem Silver-disk-Pyreheliometer um 3,5 % höhere Werte ergeben als solche mit dem Ångström-Pyreheliometer. Im Observatorium in Davos ausgeführte Vergleichsmessungen ergeben jedoch aus dem Mittel von 96 Meßserien eine Differenz von 5,8 %. Der Befund, daß in Davos eine andere Beziehung zwischen den Angaben der beiden Instrumente erhalten ist als im Tiefland, wird von dem Verf. in der Art zu deuten gesucht, daß das Ångström-Pyreheliometer in der benutzten Form wegen seines weiteren Öffnungswinkels der Himmelsstrahlung der Sonnenumgebung in größerem Maße ausgesetzt ist. Hiernach muß im Tiefland bei stärkerer Himmelsstrahlung das Ångström-Pyreheliometer um einen geringeren Betrag von dem Silver-disk abweichen, als in Orten, wo die Himmelsstrahlung fehlt.

Tingwaldt.

Karl Ulbrich. Abschlußfehler von direkt und optisch gemessenen Polygonzügen. ZS. f. Instrkde. 54, 118—126, 1934, Nr. 4. Es wird über die Erprobung des optischen Doppelbildtachymeters von Bosshardt-Zeiss bei der Ausmessung von Polygonzügen berichtet. Die Untersuchung geschah anlässlich der Arbeiten des Österreichischen Bundesvermessungsamtes zur Neuformulierung

der österreichischen amtlichen Fehlergrenzen für Neuvermessungen. Es hat sich dabei gezeigt, daß die Genauigkeit der mittels Stahlband direkt vermessenen Polygonzüge und der mit dem Doppelbildtachymeter optisch gemessenen praktisch gleich ist. Trotz Einführung der optischen Methode genügt somit die Aufstellung einer einzigen amtlichen Fehlergrenze für den Abschlußfehler der Polygonzüge. Die Werte für die endgültige amtliche Fehlergrenze der Längs- und Querabweichungen werden mitgeteilt. *Bomke.*

K. Kalle. Meereskundliche chemische Untersuchungen mit Hilfe des Zeisschen Pulfrich-Photometers. III. Mitteilung. Methodische Untersuchung der Phosphatgehaltsbestimmung. Ann. d. Hydrogr. 62, 65—74, 95—102, 1934, Nr. 2 u. 3. *H. Ebert.*

E. Carvalho. Vitesse de la Terre mesurée par des expériences purement terrestres. C. R. 198, 247—249, 1934, Nr. 3. Nach dem von Esclangon (Journ. des Observateurs 11, 49, 1927) entwickelten Verfahren werden 155 Beobachtungen nach Sternzeit geordnet und daraus für den Geschwindigkeitsvektor der Erde folgende Werte bestimmt (in Klammer Werte von C. Miller): $AR = 9^h (4^h 54^m)$, $\delta = -76^\circ (-70^\circ 11')$ und $v = 214 \text{ km/sec}$ (208). Die Abweichung in AR des Wertes von Miller wird auf schlecht bestimmte Fehlerquellen zurückgeführt. *Sättele.*

J. H. J. Poole. Some difficulties in current views of the thermal history of the earth. Proc. Dublin Soc. (N.S.) 21, 9—22, 1934, Nr. 2. Es werden die Schwierigkeiten, die in geläufigen Vorstellungen über die thermische Entwicklungsgeschichte der Erde liegen, vom physikalisch-thermodynamischen Standpunkt untersucht. Die neuen Anschauungen und Ergebnisse werden wie folgt zusammengefaßt: Die Bedingung für das Bestehen einer gleichförmigen Konvektionsschicht in der Erde fordert, daß unter einer gewissen Tiefe der adiabatische Gradient größer ist als der Gefrierpunktgradient. Die Verteilung der Radioaktivität in der ursprünglichen Erdkruste konnte nicht so gewesen sein, wie sie die Abkühlungstheorie forderte; es mußte demzufolge ein Wiederschmelzen der ursprünglichen Kruste eingetreten sein. Die gegenwärtige Verteilung der Radioaktivität kann durch eine Theorie leicht erklärt werden, die ein Wiederschmelzen des Krustenmaterials zuläßt. Die Gegenwart einer Konvektionsschicht in der Erde verursacht Scherungskräfte in der Kruste. *Schmerwitz.*

J. H. J. Poole. Thermal History of the Earth. Nature 133, 574—575, 1934, Nr. 3363. Klarstellung eines Mißverständnisses, das die Bedingung betrifft, unter der permanente Konvektionsströme im tiefen Erdkrustenmaterial möglich sind. *K. Jung.*

F. A. Vening Meinesz. Gravity and the Hypothesis of Convection-Currents in the Earth. Proc. Amsterdam 37, 37—45, 1934, Nr. 2. Die Anhäufung radioaktiver Substanzen unter den Kontinenten und die stärkere Ableitung der inneren Erdwärme unter den Ozeanen bringen eine stärkere Erwärmung der subkrustalen Masse unter den Kontinenten im Vergleich zu den Massen unter den Ozeanböden hervor. Folgen dieses Temperaturunterschiedes sind aufsteigende Strömungen unter den Kontinenten, absteigende Strömungen unter den Ozeanen. Die Möglichkeit solcher Strömungen ist durch das Auftreten isostatischer Ausgleichsbewegungen augenscheinlich erwiesen. Die Vertikalbewegungen reichen vermutlich bis zu der seismisch bestimmten Grenze zwischen Mantel und Zwischenschicht in 1200 km Tiefe. Eine einfache Rechnung zeigt, daß die abwärts bewegten Teile des zähen, strömenden Materials mit geringerem Druck auf ihrer Unterlage

lasten, als unter sonst gleichen Verhältnissen die aufwärts strömenden Massen. Isostatisches Gleichgewicht ist in der tiefen Erde nur möglich, wenn unter den absteigenden Strömen Massenüberschüsse liegen, die den Druckunterschied ausgleichen. Diese Massenüberschüsse haben positive Schwereanomalien unter den Ozeanen zur Folge und können wohl die vom Verf. auf den Meeren gefundenen großen Felder positiver Schwereanomalie erklären. Unter Annahme einer Zähigkeit von $3 \cdot 10^{22}$ CGS-Einheiten entspricht einer Schwereanomalie von $+40$ Milligal eine abwärts gerichtete Strömungsgeschwindigkeit von etwa 1 cm/Jahr . Als Folge der Strömungen treten auch bedeutende horizontale Druckkräfte auf, die zur Erklärung tektonischer Vorgänge herangezogen werden können. *K. Jung.*

G. H. Henderson. Pleochroic Haloes and the Age of Minerals. *Phys. Rev.* (2) **45**, 216, 1934, Nr. 3. Kurze Angabe einiger Ergebnisse der Ausmessung pleochroitischen Höfe mit einem Mikrophotometer. Altersbestimmungen an einigen Biotiten sind in guter Übereinstimmung mit geologischen Ergebnissen. Der Verf. bittet um Zusendung von weiterem Material und stellt eine ausführliche Veröffentlichung in Aussicht. *K. Jung.*

Fr. Flury. Études concernant la méthode de réduction des coordonnées des étoiles polaires dite méthode de Fabritius. *Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges.* **114**. Jahresvers. Altdorf 1933 [3] *Sekt. Geophys., Meteorol. u. Astron.* S. 346, 1933. *K. Jung.*

F. Hopfner. Über einige aktuelle Fragen der physikalischen Geodäsie II. Antwort an Herrn Prof. H. Jeffreys, Cambridge. *The Figures of the Earth. Remarks on Prof. Hopfner's paper.* *Gerlands Beitr.* **41**, 181—184, 1934, Nr. 2. Der Verf. legt dar, daß die Freiluftformel zur Reduktion der beobachteten Schwerkraftwerte auf das Meeresniveau unbrauchbar ist. In der Kraftfunktion $W = U + T$ ist U eine im Gesamttraum vom Ursprung abgesehen harmonische Funktion und T nur im Außenraum der Erdmasse harmonisch. Daraus folgt, daß sich die Werte für die theoretische Schwerkraftbeschleunigung $\gamma = -\partial U / \partial n$ in zwei auf einer Normalen sehr nahe beieinander liegenden Punkten mit Hilfe einer der Freiluftformel ähnlichen Formel überführen lassen. Das gilt aber nicht für zwei Schwerkraftbeschleunigungen $g = -\partial W / \partial n$ des Schwerfeldes der Erde, wenn einer der Punkte im Innern der Erdmasse liegt, weil die analytische Fortsetzung vom Außenraum her nicht möglich ist. Wenn Größen von der Ordnung α^2 der Abplattung der Erde vernachlässigt werden dürfen, gilt die Gleichung $g = g_0 + (\partial g / \partial n)_0 h$, die sich von der Freiluftformel um die Differenz $(\partial g / \partial n)_0 h - (\partial \gamma / \partial n)_0 h$, welche im allgemeinen größer als α^2 ist, unterscheidet. Anschließend wird eine erklärende Bemerkung zum Flächenpotential gegeben. *F. Steinhauser.*

Robert Schwinner. Die neuen Geoide. *Gerlands Beitr.* **41**, 213—224, 1934, Nr. 2. Der Verf. bespricht vergleichend das von Ackertl berechnete Geoid und das nach Hirvonens Berechnungen abgeleitete und findet die Darstellung Hirvonens vom geologischen Gesichtspunkt entsprechender. Beide Darstellungen scheinen aber dem Verf. dafür zu sprechen, daß ein dreiachsiges Ellipsoid zur Approximierung der Erdfigur sich nicht eignet. *F. Steinhauser.*

William Bowie. A comparison of isostasy in India and in the United States and Southern Canada. *Gerlands Beitr.* **41**, 250—259, 1934, Nr. 2. Der Verf. hat Indien und die Vereinigten Staaten von Amerika und Südkanada in annähernd quadratische Abschnitte von 4° Seitenlänge eingeteilt und für jeden Abschnitt mittlere Anomalien der Schwerewerte unter Annahme der Isostasie und nach Bouguer berechnet und miteinander verglichen. Die Be-

rechnung der isostatischen Anomalien erfolgte nach der Formel von Bowie unter Zugrundelegung der Pratt'schen Hypothese und einer Kompensationstiefe von 113,7 km. Die Zusammenfassung der Anomalien der einzelnen Stationen in Größenstufen von 20 zu 20 Milligal zeigt, daß die Verteilung der isostatischen Anomalien ungefähr dem Fehlerverteilungsgesetz entspricht, was bei den Bouguerschen Anomalien natürlich nicht der Fall ist, die viel größer als die isostatischen sind und eine enge Beziehung zur Höhenlage der Gebiete zeigen. Ein Vergleich zeigt, daß die isostatischen Verhältnisse unter Indien und unter Nordamerika einander sehr ähnlich sind. *F. Steinhauser.*

A. O. Rankine. Note on the behaviour of the Eötvös gravity balance in fluctuating gravitational fields. Proc. Phys. Soc. 46, 137—139, 1934, Nr. 2 (Nr. 253). Es wird kurz ausgeführt, warum die Gezeiten-schwankungen des Schwerfeldes keine meßbare Wirkung auf die Eötvössche Drehwaage ausüben. *K. Jung.*

E. Wanner. Die Lage der zerstörenden alpinen Erdbebenherde. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 114. Jahresvers. Altdorf 1933 [3], Sekt. Geophys., Meteorol. u. Astron. S. 346—347, 1933. Auszug aus einer Arbeit in Gerlands Beitr. 39, 326—332 (vgl. diese Ber. S. 70). *F. Steinhauser.*

B. Gutenberg and C. F. Richter. On $P'P'$ and related waves. Gerlands Beitr. 41, 149—169, 1934, Nr. 2. In den Aufzeichnungen der im südkalifornischen Netz seismologischer Stationen verwendeten Benioff-Apparate wurden $\frac{1}{2}$ bis $\frac{3}{4}$ Stunden nach bestimmten Erdbeben Wellen von der Größe der direkten Longitudinalwellen festgestellt, die ursprünglich als Nachbeben aufgefaßt wurden. Diese Wellen erschienen besonders auch bei Beben mit tiefem Herd und lassen sich in drei Gruppen ordnen, die nun als $P'P'$ -, $ScPcPP'$ - und $P'P'P'$ -Wellen identifiziert werden konnten; diese Wellen haben in der Gegend des Beobachtungsortes theoretisch einen Brennpunkt. Da die Zeitdifferenzen $P'P' - P$ und $P'P'P' - P$ nicht wesentlich von der Herdtiefe, wohl aber von der Herddistanz abhängen, eignen sie sich zur Entfernungsbestimmung besonders auch von tiefen Herden.

F. Steinhauser.
W. Hiller. Der Herd des Rastatter Bebens am 8. Februar 1933. Gerlands Beitr. 41, 170—180, 1934, Nr. 2. Eine Verfrühung der Ankunftszeit der \bar{P} -Welle in Straßburg um 4 bis 5 sec gegenüber den anderen Nahstationen führt zur Annahme einer 10 bis 15 km langen Herdlinie, was auch mit makroseismischen Beobachtungen übereinstimmt. Die mittlere Herdtiefe betrug etwa 30 km. Die quadrantenmäßige Verteilung der Richtung der ersten Bodenbewegung spricht für die Annahme eines Scherungsbruches. *F. Steinhauser.*

Luis Rodés. The influence of the moon on the frequency of earthquakes. Gerlands Beitr. 41, 209—212, 1934, Nr. 2. Der Untersuchung lagen 2242 von 1914 bis 1922 am Observatorium del Ebro registrierte Erdbeben zugrunde. Die Häufigkeitsverteilung der registrierten Erdbeben weist keine dem Mondtag entsprechende Periode auf. Von Einfluß scheint aber die Entfernung des Mondes zu sein: Im Perigäum wurden um 15 % mehr Erdbeben registriert als im Apogäum. Das Alter des Mondes hat im allgemeinen keinen Einfluß auf die Häufigkeit der registrierten Beben. Auffallend ist aber, daß innerhalb 12 Stunden nach Neumond viermal so viel Beben registriert wurden als in 12 Stunden vorher. *F. Steinhauser.*

R. Spitaler. Die Sonnenbestrahlung und die Temperaturen von 60° N bis 60° S in der Würm-Eiszeit bis zur Gegenwart. Gerlands Beitr. 41, 359—381, 1934, Nr. 3. In Erweiterung seiner früheren Untersuchungen

über die Temperaturverhältnisse der Erde mit Berücksichtigung der verschiedenen Perihelstellungen und Exzentrizitäten der Erdbahn berechnete hier der Verf. die Bestrahlungsverhältnisse der Erde auch mit Rücksicht auf die Schiefe der Ekliptik. Dazu wurden die von Pilgrim berechneten Werte von II , e und ε benutzt. Als mittlere Jahrestemperaturen auf dem Äquator ergaben sich für extreme Schiefen $\varepsilon = 24^{\circ} 24'$ und $e = 0,0451$ $t = 26,5^{\circ}$ und für $\varepsilon = 22^{\circ} 2'$ und $e = 0,0322$ $t = 27,1^{\circ}$. Es wurden auch die mittleren Sommer- und Wintertemperaturen unter Annahme einer ungeänderten Land- und Wasserverteilung für verschiedene Breiten berechnet. Für $e = 0$ (Kreisbahn) sind sie im Sommer-N und Winter-S von 30° N bis 60° S und im Winter-N und Sommer-S von 60° N bis 40° S beim Maximum von ε kleiner als beim Minimum.

F. Steinhauser.

G. Greim. Studien aus dem Paznaun III. Jamferner und Jambach von 1901—1921. Gerlands Beitr. 41, 267—341, 1934, Nr. 3. Der Verf. gibt einen ausführlichen an Tabellen und Bildtafeln reichen Bericht über die Fortsetzung seiner bis 1864 zurückreichenden Studien am Jamferner und Jambach. Im Zeitraum 1864 bis 1921 stieg die Seehöhe des Gletscherendes um 131 m, der Längenrückgang betrug in der Mittelachse des Gletschers 1120 m, 8,26 % des Gesamtferners bzw. 81,87 % der Zunge wurden eisfrei; unterhalb der Isohypse 2400 m wurden 58,25 ha eisfrei. Jährlich von derselben Stelle aus aufgenommene Photographien des Gletschers werden hier veröffentlicht. Die Wasserstandsbeobachtungen am Jambach zeigten im Mittel einen Tiefstand (16,7 cm) im Februar und einen Hochstand (77,3 cm) im Juli. Ein Zusammenhang der Jahresmittel von Wasserstand, Lufttemperatur und Niederschlag konnte nicht nachgewiesen werden; ebensowenig zeigte sich ein Zusammenhang im Winter. Im Sommer geht der Wasserstand parallel der Lufttemperatur. Beobachtungen über Tages- und Jahresgänge der Wassertemperatur des Jambaches und der Luft und über die Schlammführung des Baches werden mitgeteilt und diskutiert.

F. Steinhauser.

Chûji Tsuboi. Report on the work of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University, during the year 1932. (Sixth Report.) Gerlands Beitr. 41, 387—396, 1934, Nr. 3. In Seismogrammen von seichten Erdbeben wurden zwei neue Phasen U_1 und U_2 mit Fortpflanzungsgeschwindigkeiten 1,94 bzw. 1,14 km/sec entdeckt. Es wurde eine Skala für Beschleunigungen bei Erdbeben in Beziehung zur japanischen Stärkeskala aufgestellt. Dabei ist auf den Einfluß des Untergrundes zu achten. Es wurde auch die Abhängigkeit der kleinsten wahrnehmbaren Beschleunigung von ihrer Periode experimentell untersucht. Die Verteilungen der Erdbebeneinsätze als Zug oder als Stoß um das Epizentrum wurden untersucht und Typen der Grenzen zwischen diesen Gebieten aufgestellt. Es ist manchmal die Annahme eines dreidimensionalen Mechanismus notwendig. Genaue Vermessungen zeigten, daß die langsamen vertikalen Krustenverschiebungen teils gleichlaufend, zum Teil aber entgegengesetzt der Verschiebung in der vorhergehenden Vermessungsperiode waren. Ein Vergleich der Lotungen der Tiefe der Tosa-Bay von 1928 mit denen von 1884—1891 ergaben im mittleren Teil eine Tiefenzunahme um 0 bis 5 m, in den östlichen und westlichen Teilen aber eine ähnliche Abnahme. Aus wiederholten Vermessungen in der Umgebung von Tokyo wurde festgestellt, daß seit 1892 bis zum Kwanto-Erdbeben 1923 die Erdkruste sich west- oder südwestwärts, seither aber in entgegengesetzter Richtung neigte. *F. Steinhauser.*

H. K. Müller. Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen. Seismische Untersuchungen des Geophys. Inst. Göttingen XII. ZS. f. Geophys. 10, 40—58, 1934, Nr. 1. Die Eigenschwingungen, der Einfluß der Fadenspannung und Spiegelachsendurchmesser auf die Vergrößerung

und die Zuverlässigkeit der Aufzeichnung wurden eingehend geprüft. Auf dem Rhonegletscher gemessene Emergenzwinkel erlauben eine größenordnungsmäßige Bestimmung der Eismächtigkeit. Die Abnahme des Emergenzwinkels mit wachsender Herdentfernung bei zwei kurzen Profilen im Muschelkalk läßt darauf schließen, daß Reflexionen aufgezeichnet wurden. Im Institutsgelände stimmen die gemessenen Azimute und Emergenzwinkel nicht immer mit der Theorie überein, die bevorzugten Stoßrichtungen sind von der geologischen Struktur des Untergrundes bedingt. Die Laufzeitkurve eines Profils im Muschelkalk läßt bei der *P*-Bewegung eine Zunahme der Laufgeschwindigkeit von 600 m/sec in 8 m Herdentfernung auf 3400 m/sec in 150 m Herdentfernung erkennen, in größeren Herdentfernungen bleibt die Laufgeschwindigkeit konstant. Ursache ist der Aufbau des Untergrundes. In der Hauptphase von Seismogrammen, die auf Eis, Muschelkalk und Basalt aufgenommen wurden, sind Wellen vom Charakter der Rayleigh-Wellen erkennbar. Dämpfungskoeffizienten besonders regelmäßiger Schwingungen bei Schüssen auf dem Heinberg und im Leinetalgraben werden bestimmt. *K. Jung.*

W. Jost. Eistiefenmessungen am Rhonegletscher im Juli und August 1931. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 114. Jahresvers. Altdorf 1933 [3] Sekt. Geophys., Meteorol. u. Astron. S. 341—342, 1933. Kurze Darstellung der seismischen Methode und Angabe einiger Ergebnisse. *K. Jung.*

H. Gräfe. Über die Deformation der Erdoberfläche durch Scherungskräfte im Herd von Erdbeben. Seismische Untersuchungen des Geophys. Inst. Göttingen XIV. ZS. f. Geophys. 10, 17—26, 1934, Nr. 1. Für alle möglichen Lagen einer Scherungskraft im Herd werden die Deformationen an der Erdoberfläche berechnet. In bestimmten Fällen kann aus dem Deformationsbild die Lage des Herdes bestimmt werden, wofür eine einfache geometrische Methode abgeleitet wird. *K. Jung.*

Ernst Nowack. Die südalbanischen Erdbeben 1930/31. ZS. f. Geophys. 10, 3—17, 1934, Nr. 1. Es werden die Ergebnisse makroseismischer Untersuchungen im Gebiet der südalbanischen Beben von 1930 und 1931 mitgeteilt. Verlauf der Bebenperiode; Dauer der Beben; Richtung der Stöße; Geräusche, Lichterscheinungen; Wirkungen auf Gebäude, im Gelände, auf die Wasserführung von Quellen; Epizentren und Herde; Einfluß der Tektonik auf die Bebenfortpflanzung; Einfluß der Gesteinsverhältnisse auf die Stärke der Bodenbewegung. *K. Jung.*

Walter v. zur Mühlen. Über seismische Oberflächenwellen und ihre Beziehung zum geologischen Aufbau des eurasiatischen Kontinents. Seismische Untersuchungen des Geophys. Inst. Göttingen XIII. ZS. f. Geophys. 10, 26—40, 1934, Nr. 1. Die längsten Perioden treten zu Beginn der Oberflächenwellen auf, und es ist die längste Periode bei fernem Herd größer als bei nahem Herd. Es besteht normale Dispersion, zu deren Erklärung die Viskosität nicht ausreicht. Für eine bestimmte Periode ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der geologischen Struktur des Untergrundes abhängig. Wellen mit Perioden von 20 sec pflanzen sich in Palaeo-Europa mit 3,5 km/sec, in Neo-Europa mit 2,8 km/sec fort, im jüngeren Gestein Eurasiens (Himalaya) ist ihre Geschwindigkeit 3,0 km/sec, im älteren Gestein (Fenno-Sarmatien) 3,5 km/sec. Aus der Dispersionskurve bestimmt man die Dicke der wellenleitenden Schicht unter dem Himalaya zu etwa 60 km, unter Fenno-Sarmatien zu 35 km, unter den Alpen ist sie 45 km, unter Mittel-Nordeuropa 30 km dick. Aus der Annahme isostatischen Gleichgewichts berechnet man im Himalayagebiet 63 km, in Fenno-Sarmatien 37 km. *K. Jung.*

Adolf Schmidt. Der magnetische Mittelpunkt der Erde und seine Bedeutung. Gerlands Beitr. 41, 346—358, 1934, Nr. 3. Der von W. Thomson

eingeführte magnetische Mittelpunkt eines Magneten kann als der gemeinsame Ursprung der Koordinatensysteme, in denen der absolute Gesamtbetrag des Gliedes zweiter Ordnung der Potentialreihe seinen kleinstmöglichen Betrag besitzt, definiert werden. Zur Berechnung seiner Koordinaten werden allgemeine Formeln abgeleitet, die auf das Magnetfeld der Erde für die drei Epochen 1840, 1883 und 1922 angewendet werden. Der magnetische Mittelpunkt ist nahezu senkrecht zur magnetischen Achse verschoben, was sich auch darin äußert, daß einem Maximum der Horizontalintensität im westlichen Großen Ozean ein Minimum im Atlantischen Ozean gegenübersteht. Schließlich werden noch Überlegungen über die physikalische Seite der Frage angestellt.

F. Steinhäuser.

S. W. Visser. On anomalies of terrestrial magnetism. Proc. Amsterdam 37, 76—81, 1934, Nr. 2. Unter Zugrundelegung der erdmagnetischen Karten der U. S. Navy und eines sphärischen Koordinatensystems, das durch die magnetischen Pole, die sie verbindende Achse und den magnetischen Äquator gegeben ist, wird bei der Zusammenstellung der Nord-, Ost- und Vertikalkomponenten auf bestehende Zusammenhänge hinsichtlich der Verteilung des erdmagnetischen Feldes hingewiesen.

Dietsch.

S. W. Visser. Magnetical anomalies in the Dutch East Indian Archipelago. Proc. Amsterdam 37, 118—122, 1934, Nr. 3.

H. Ebert.

L. Vegard. Investigations of the auroral spectrum based on observations from the auroral observatory, Tromsø. Geofys. Publ. 10, Nr. 4, 61 S., 1933. Im I. Kap. werden bisherige Forschungsergebnisse und Zweck vorliegender Untersuchung angegeben, beschrieben werden die neu benutzten Spektrographen, Aufnahmeapparate und Plattensorten. Kapitel II enthält Auswertungen der einzelnen Aufnahmen mit Wellenlängentabellen, Intensitätsverhältnissen und Reproduktion der Spektrogramme. Kapitel III umfaßt Zusammenstellung aller Linien und Banden von $\lambda\lambda$ 8094—3136, sowie Identifikationen derselben getrennt nach der Stickstoffgruppe, der festen Stickstoffbande, der Sauerstofflinien und der Möglichkeit eines sekundären Sauerstoffeffektes bei der primären Stickstoffanregung bei $\lambda\lambda$ 5577, 6303 und 6368, weiter wird die Möglichkeit des Vorkommens von H- und He-Linien erörtert, wobei selbst eine Identifikation mit schwächsten Nordlichtlinien $\lambda\lambda$ 4437, 4143, 4120, 3872 und 3202,7 als zweifelhaft bezeichnet wird. Es folgen noch Feststellungen über die physikalischen Anregungsbedingungen des Nordlichtstickstoffspektrums, sowie über Zusammenhänge zwischen Intensitätsverteilungen, Nordlichtfarbe und Sonnenfleckentätigkeit.

Sättele.

L. Vegard and Leiv Harang. The auroral spectrum in the region of long waves. Recent results from the auroral observatory, Tromsø. Geofys. Publ. 10, Nr. 5, 13 S., 1933. Ausgewertet werden Spektrogramme zwischen $\lambda\lambda$ 4855 und 8143. Bisherige Apparateschreibungen werden ergänzt. Die Einzelauswertungen und Gesamtergebnisse sind tabuliert, Reproduktionen sind angeschlossen. Bei der Identifikation sind die Schwingungs- bzw. Rotationsquantenzahlen der ersten positiven Stickstoffgruppe angegeben. Besonderes Augenmerk wird auf die Linien $\lambda\lambda$ 6302, 6367 und 6398 gerichtet, Koinzidenzen mit 0 Linien sind vermerkt, endgültige Zuordnung erfordert weiteres Beobachtungsmaterial. Vorläufiges Intensitätsverhältnis von $\lambda\lambda$ 6302 und 6367 ist 1,65, doch wird Veränderlichkeit für möglich erachtet.

Sättele.

Leiv Harang. Filteraufnahmen von Polarlicht. Geofys. Publ. 10, Nr. 8, 27 S., 1934. Es werden Aufnahmen des Nordlichtes durch Filter in rot und grün, ultrarot und ultraviolett durchgeführt.

Brüche.

K. Wurm und R. Mecke. Zur Deutung des Anregungsmechanismus von Kometen-, Polar- und Nachthimmellicht. *ZS. f. Astrophys.* 8, 96—101, 1934, Nr. 2. Gegenüberstellung von Kometen- und Nachthimmelspektrum zeigt neben Verschiedenheit der Emissionen die gemeinsame Anwesenheit von N_2^+ . Bei der Frage nach dem Anregungsmechanismus wird beim Nordlicht ein photo-mechanischer Einfluß durch Sonnenstrahlen besonders auf N_2^+ -Banden und in Kometen Photoionisation durch kurzwellige Sonnenstrahlung hervorgehoben. Durch Intensitätsbetrachtungen der Bandengruppen nach dem Condon-Franck-Prinzip am N_2^+ -Molekül wird gezeigt, wie durch Beobachtung entschieden werden kann, ob Wiedervereinigung oder direkte Anregung vom Grundzustand vorliegt. *Sättele.*

Carl Størmer. Über eine Nordlichtexpedition nach Trondheim im März 1933. *Gerlands Beitr.* 41, 382—386, 1934, Nr. 3. Im März 1933 wurden von Trondheim und dem 48 km entfernten Lökken aus parallaktische Photographie verschiedener Nordlichttypen aufgenommen, wovon hier einige Tafeln wiedergegeben werden. Es waren darunter auch einige sonnenbelichtete Nordlichter, die für das Auge unsichtbar sind, aber in der photographischen Platte aufscheinen. Ihre Höhe war 250 bis 450 km. *F. Steinhauser.*

S. K. Mitra, P. Syam und B. N. Ghose. Effect of a Meteoric Shower on the Ionosphere. *Nature* 133, 533—534, 1934, Nr. 3362. Zur Prüfung der Ergebnisse von Skellett bzw. Schafer und Goodall wird nach der Appleton'schen Echomethode der Frequenzbestimmung aufwärts gerichteter Radiowellen die äquivalente Elektronendichte während des Leonidenniederganges vom 13. und 14. November zu $3,3 \cdot 10^6$ bzw. $2,2 \cdot 10^5$ pro cm^3 bestimmt, was Wellengängen von 87 und 71,4 m entspricht. Aus der Größe dieser Werte, die im Polarjahr nicht erreicht wurden, wird auf die Existenz genannten Effektes geschlossen. *Sättele.*

L. B. Slichter. Experiments Relating to the Study of the Electrical Resistivity of the Earth's Crust at Depth. *Phys. Rev.* (2) 45, 286, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die bekannte geoelektrische Potentiallinienmethode mit Verwendung zweier Erdelektroden und Aufsuchung der Äquipotentiallinien entlang der Erdoberfläche wurde in Massachusetts in großem Maßstab angewendet: Abstand der Elektroden 50 km. Größter untersuchter Felddurchmesser 140 km. Induzierte Leistung 6 kW. *Schmerwitz.*

Ross Gunn. Maintenance of the Earth's Electrical Charge by Electrical Rectification in the Earth's Lower Atmosphere. *Phys. Rev.* (2) 45, 291, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Für die Erdatmosphäre wurde die Beziehung zwischen der Stromdichte zu der hierdurch verursachten elektrischen Feldstärke berechnet unter Berücksichtigung der Raumladung. Es ergaben sich Abweichungen vom Ohmschen Gesetz dadurch, daß Ströme leichter von der Erde fort- als zufließen können. Hierdurch erklärt sich eine Gleichrichterwirkung. *Schmerwitz.*

G. Grenet. Sur la mesure du champ électrique terrestre et de ses variations. *C. R.* 198, 967—968, 1934, Nr. 10. Zur Messung schnell schwankender erdelektrischer Felder wird eine kurze Anleitung gegeben und abgeleitet. *Schmerwitz.*

Victor F. Heß. Die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre. S.-A. Ergebnisse der kosmischen Physik, herausgegeben von V. Conrad und L. Weickmann, Bd. 2, S. 95—152. Leipzig, Akadem. Verlagsges. m. b. H., 1934. Inhalt: Einleitung und Übersicht über die Grundtatsachen; ionenerzeugende Vorgänge; ionenvernichtende Prozesse; Ionenbilanz der Atmosphäre. *H. Ebert.*

A. Crichton Mitchell. The Diurnal Incidence of Disturbance in the Terrestrial Magnetic Field. Trans. Roy. Soc. Edinburgh 57, 617—632, Session 1932/33, Nr. 3, 1934. Die früheren Versuche, einen Zusammenhang zwischen erdmagnetischen und Sonnen-Phänomenen nachzuweisen, stützten sich darauf, daß der mittlere jährliche Wert der Schwankungen von Deklination und Horizontalintensität sich von Jahr zu Jahr in der gleichen Weise änderte wie die Sonnenflecken. Bei Erweiterung der Ergebnisse auf monatliche oder gar tägliche Schwankungen ergaben sich viel geringere Übereinstimmungen. Die Ursache liegt, abgesehen von einer allgemeinen Verzögerung der magnetischen gegenüber den Sonnen-Erscheinungen, in der veränderlichen Stellung der Sonnenflecken auf der sichtbaren Oberfläche und der Unzulänglichkeit in dem Maße der täglichen Schwankungen für die Störung des Erdfeldes. Die Möglichkeit des Vergleichs zwischen Resultaten der täglichen magnetischen Störungen verschiedener Observatorien werden einer Prüfung unterzogen. Nach einer Kritik der bisherigen Versuche in dieser Richtung wird, auf die Magnetogramme einer einzigen Station (Eskadalemuir 1914 bis 1925) gestützt, die magnetische Erdfeldstörung aus den stündlichen Schwankungen der Komponenten abgeleitet. Die neue physikalische Definition der mittleren stündlichen und täglichen Störungen wird erläutert und mit Hilfe der Meßdaten zahlenmäßig ausgewertet und weitgehend durchgesprochen.

Schmerwitz.

L. Éblé et G. Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à la Station du Val-Joyeux (Seine-et-Oise) au 1. janvier 1934. C.R. 198, 1059—1060, 1934, Nr. 11. Mitteilung der absoluten magnetischen Elemente und der Säkularvariation der Station Val-Joyeux für die Zeit 1934,0 für Deklination, Inklination, Horizontal-, Vertikal-, Nord- und Westkomponente sowie Totalintensität.

Schmerwitz.

O. O. Pulley. Technique of Height Measurement of the Ionosphere by the Pulse Method. Nature 133, 576—577, 1934, Nr. 3363. Es wurde eine elektrische Apparatur geschaffen, die an Stelle der bisherigen direkten Aufzeichnung eines Echos die ein- bzw. zweimal differenzierte Kurve aufzunehmen erlaubt. Hierbei werden die Einsätze auf dem Registrierstreifen als Sprungstellen viel deutlicher hervorgehoben. An einer Abbildung ist zu sehen, daß sich hiermit die Genauigkeit der Höhenbestimmung besser als auf 1% durchführen läßt.

Schmerwitz.

S. S. Kirby, L. V. Berkner, T. R. Gilliland and K. A. Norton. Radio observations of the Bureau of Standards during the solar eclipse of August 31, 1932. Bur. of Stand. Journ. of Res. 11, 829—845, 1933, Nr. 6 (RP. 629). Es wurden Untersuchungen nach der Impulsmethode über die Höhen der verschiedenen Schichten der Ionosphäre zur Zeit der Sonnenfinsternis vom 31. August 1932 in Washington und in Sydney (N.S.) ausgeführt. Es ergab sich, daß die Ionisation der E-Zone auf etwa 30 % des Normalwertes zur Zeit des Maximums der Finsternis zurückging, die der F₁-Zone auf etwa 40 %. Die Ergebnisse anderer Beobachter stehen damit im Einklang. Eine anomale Änderung der für die F₂-Zone kritischen Frequenz wurde nicht beobachtet, ebenso waren keine Anzeichen für eine korpuskulare Sonnenfinsternis gegeben.

Bleichschmidt.

Harry R. Mimno and Pao H. Wang. Progress Report on Kennelly-Heaviside Layer Measurements. Phys. Rev. (2) 45, 291—292, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Von den Höhenregistrierungen der Kennelly-Heavisideschicht wurden die Resultate von mehr als 6000-stündigen Beobachtungen während des Jahres 1933, gleichzeitig mit der Auswirkung auf magnetische Störungen, zusammengefaßt und erörtert.

Schmerwitz.

D. F. Martyn. Atmospheric Pressure and the Ionisation of the Kennelly-Heaviside Layer. *Nature* 133, 294—295, 1934, Nr. 3356. Verschiedene Autoren hatten gefunden, daß gewisse Beziehungen zwischen den Bedingungen in der Troposphäre und der Ionosphäre bestehen. Auch der Verf. findet einen solchen Zusammenhang bei Messungen, die im November und Dezember 1931 und im März und April 1932 in 90 km Abstand von Melbourne mit 610 Kilohertz und im Oktober 1932 zwischen Melbourne und Sidney mit 1415 Kilohertz ausgeführt wurden. Es ergab sich dabei eine Beziehung zwischen der mittleren nächtlichen Ionisationsdichte in der E-Zone und dem etwa 12 bis 36 Stunden später gemessenen Barometerdruck. Wenn z. B. in einer Nacht die mittlere Ionisation größer war als in der vorausgehenden, dann steigt das Barometer — in den meisten Fällen nach rund 12 Stunden — an. *Blechschmidt.*

Henryk Orkisz. Remarques au sujet des méthodes de réduction des observations faites à l'aide de la balance magnétique de Schmidt. *Comm. Inst. Géophys. Lwów* 6, 41—80, 1933, Nr. 68. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Im Verlauf von Feldbeobachtungen mit der magnetischen Vertikalwaage von Schmidt wurden plötzliche Sprünge im Basiswert gefunden, die bei den geringen Maximal-Meßwerten von 50 γ zu Fehlern führten. Zur Beseitigung der Störungen werden alle die Werte, die nach Eintragung in eine Karte ein gemeinsames größeres Feld von Abweichungen aufweisen, zusammengefaßt. Hierbei stellt sich heraus, daß diese sprunghafte Änderung sich meist über Nacht ereignet und somit die verschiedenen Basiswerte der einzelnen Tage durch Ausgleich der Felder berücksichtigt werden können. *Schmerwitz.*

B. F. J. Schonland and H. Collens. Progressive Lightning. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 143, 654—674, 1934, Nr. 850. Mit einer rotierenden Kamera wurden Blitzbahnen aufgenommen, die 50 verschiedene Schläge von zwei getrennten Gewittern enthielten. Die Rotationsgeschwindigkeit war hoch genug zur Beurteilung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Entladung. Die Mehrzahl der Schläge stellt sich als doppelt heraus und bestand aus einem sprunghaft abwärts bewegten Einleitungsschlag, dem unmittelbar nach Ankunft am Boden ein intensiver flammenähnlicher Hauptschlag folgte. Für die Einleitungsschläge wurde eine mittlere Geschwindigkeit von $1,1 \cdot 10^9$ cm/sec entlang der in zwei Dimensionen gewundenen Bahn und $7,0 \cdot 10^8$ cm/sec. in senkrechter Richtung gemessen. Die Strahllänge betrug etwa 54 m. Entsprechende mittlere Geschwindigkeiten für den Hauptschlag betrugen $6,0 \cdot 10^9$ cm/sec und $3,8 \cdot 10^9$ cm/sec. Die Mehrzahl der Schläge war unverzweigt. Von verzweigten konnten vier Fälle untersucht werden. Diese entwickelten sich nach außen vom Hauptblitzkanal aus, wenn die Entladung den Verzweigungspunkt erreicht hatte. Die Geschwindigkeiten waren hier von derselben Größenordnung wie bei dem Hauptschlag. Die Einleitungsschläge kann man mit Elektronenlawinen vergleichen, die Hauptschläge mit thermisch ionisierten Kanälen. *Schmerwitz.*

J. C. Jensen. The Branching of Lightning and the Polarity of Thunderclouds. *Phys. Rev. (2)* 45, 296, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht). Eine Fortsetzung früherer Untersuchungen über Verzweigungen der Blitzbahnen an Hand von 77 neuen Aufnahmen, bei denen nur 13 Entladungen mit abwärts gerichteter Verzweigung von positiven Wolken kamen. *Schmerwitz.*

John Zeleny. Do lightning rods prevent lightning? *Science (N.S.)* 79, 269—271, 1934, Nr. 2047. Über die Wirkungsweise der Blitzableiter bestehen zwei verschiedene Ansichten, die durch eine neue Diskussion hier wieder in den

Vordergrund gebracht werden. Die eine sieht die wesentliche Eigenschaft eines Blitzableiters darin, einen Blitzschlag überhaupt zu vermeiden; die andere erkennt nur den Zweck an, das Gebäude im Falle eines Blitzschlages zu schützen. Der Verf. hat zur Untersuchung dieser Frage den Spitzenentladungsstrom bei Modellversuchen gemessen. Man kann mit Hilfe einer Extrapolation aus diesen Ergebnissen auf die wirklichen Verhältnisse in der Natur immerhin eine allmähliche Entladungswirkung von der Größe der Blitzstromstärke durch Spitzen annehmen; sodaß die gesamte elektrische Energie auf diesem ungefährlichen Weg übergeführt werden könnte. Jedoch zeigen wiederum Beispiele aus der Erfahrung, daß trotz Einsetzen einer Spitzenentladung ein Blitzschlag keinesfalls sicher vermieden werden kann.

Schmerwitz.

J. J. Nolan and P. J. Nolan. Further observations on atmospheric ionisation at Glencree. Proc. Roy. Irish Acad. (A) 41, 111—128, 1933, Nr. 11. Die Beobachtungen in Glencree galten in der Hauptsache den Beziehungen zwischen den kleinen Ionen und den Kondensationskernen. Es ergab sich ziemlich klar aus den Resultaten, daß der Einfluß der Kerne auf die Ionisation nur sehr gering ist. Während zunehmende Kernkonzentration zweifellos mit abnehmender Kleinionenkonzentration verbunden ist, so führt doch der Versuch, beide durch eine Gleichgewichtsformel zu verketten, zu höchst unwahrscheinlichen Werten des Betrages der Ionenproduktion. Sicher festgestellt wurde eine tägliche Periode der positiven und negativen Kleinionen. Die gleiche Periode, die sich in dem Verhältnis von n_+ n_- zeigt, stimmt anscheinend mit der täglichen Periode des Gesamtpotentialgradienten überein. Für die Ionenproduktion wird bei gleicher Zeit-Skala dieselbe tägliche Schwankung in Washington und Glencree abgeleitet. Luft in dünnbesiedelten Gebieten zeigt im Sommer höheren Kerngehalt als im Winter. Das spricht auch hier nur für einen schwachen Zusammenhang mit der Ionenzahl, da diese kein entgegengesetztes Verhalten aufweist. Temperatur und Feuchtigkeit haben nur sehr geringen Einfluß auf die beobachteten Größen, abgesehen von einer Zunahme des Verhältnisses n_+/n_- mit zunehmender relativer Feuchtigkeit. Einige Fälle abnormer Kleinionen-Konzentration wurden während eines schweren Regens und Hagels gemessen. Im allgemeinen bildet die Veröffentlichung eine Erweiterung von bereits früher mitgeteilten Ergebnissen.

Schmerwitz.

J. J. Nolan and J. P. Ryan. The discharge from raindrops in intense fields. Gerlands Beitr. 41, 185—191, 1934, Nr. 2. Die experimentelle Untersuchung ergab, daß bei Entladung von Wassertropfen keine Kondensationskerne und großen Ionen, sondern nur kleine Ionen erzeugt werden. Dies Ergebnis ist von Bedeutung für die Gewittertheorie von C. T. R. Wilson. *F. Steinhäuser.*

Robley D. Evans and Howel Williams. Radium Content of the Lavas of the Lassen Volcanic National Park, California. Phys. Rev. (2) 45, 137, 1934, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht). Mit Hilfe der Schmelzmethode wird der Ra-Gehalt von Lava aus der Region Lassen bestimmt. Innerhalb des Si-Gehaltes von 47,4 bis 70,9 % variiert der Ra-Gehalt von 0,30 bis $1,14 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g Gestein. Zwischen ihnen besteht eine enge Beziehung, unabhängig von Alter oder vom Vorkommen des Gesteins.

K. W. F. Kohlrausch.

Marcel Geslin et Dimitry Chahnazaroff. Mesure de la radioactivité des eaux et des gaz naturels. Suivant les méthodes utilisées au Laboratoire de Chimie-physique appliquée à l'Hydrologie, Collège de France. Ann. Guébbard-Séverine 9, 312—351, 1933. Eine eingehende Beschreibung von Meßmethoden betreffend die Radioaktivität von natürlichen Wässern und Gasen. I. Beschreibung des verwendeten Elektroskopes.

II. Die Gesamtapparatur. III. Die Konstanten der Apparatur. IV. Korrekturen. V. Die Entnahme der Proben. VI. Die Bearbeitung im Laboratorium. VII. Die Auswertung. *K. W. F. Kohlrausch.*

Michel Pertessis. Sur la radioactivité des sources minérales de Grèce. C. R. 198, 1053—1055, 1934, Nr. 11. Seit 1923 wurden fast alle Mineralquellen Griechenlands auf Radioaktivität untersucht. (Fontaktoskop nach Engler-Sieveking). Es werden die Zahlenergebnisse für eine große Anzahl Quellen und bei einigen dieser Quellen auch für das entweichende Quellgas angegeben. *K. W. F. Kohlrausch.*

Otto Hahn und Hans-Joachim Born. Der Ursprung des Heliums in Sylvan (K Cl). Naturwissenschaft. 22, 138, 1934, Nr. 9. Die Ergebnisse dieser Studie sind: 1. Der bisher unaufgeklärt hohe Heliumgehalt von Sylvan (K Cl) kann aus der Bildungsweise dieses sekundären Moleküls durch die Wirkung Ra D-reicher Thermalwasser erklärt werden. 2. Bestimmungen des Ra-Gehaltes von Grundwässern aus ölhaltigen Lagerstätten, vor allem solchen aus Rußland durch *Vernadsky* und seine Mitarbeiter, lassen in der Tat auf einen Ra D-Gehalt solcher Wässer schließen, der den He-Gehalt der Sylvine größenordnungsmäßig befriedigend erklärt. 3. Es scheint aussichtsreich, die Thermalwasser der norddeutschen Salz- und Öllager auf Gehalt an Ra zu untersuchen. *K. W. F. Kohlrausch.*

Cosmic Rays. Nature 133, 387, 1934, Nr. 3358. Kurze Berichte über: *W. Kolhörster*: „Die Natur der Höhenstrahlung“, Phys. ZS. 34, 809, 1933 (Vortrag auf der 9. Deutschen Physikertagung Würzburg); *E. Regener*, Phys. ZS. 34, 1933 (Vortrag auf der 9. Deutschen Physikertagung Würzburg); *G. L. Locher*, Journ. Frankl. Inst. 1933. *Kolhörster.*

P. Kraus. Zur Messung der Druckabhängigkeit von Ionisationsströmen. ZS. f. Phys. 88, 99—102, 1934, Nr. 1/2. Die elektrostatische Kapazität eines Kondensators ist von der Dielektrizitätskonstanten des Dielektrikums abhängig. Die Kapazität einer Ionisationskammer hängt dabei von der Art und Dichte des Füllgases ab. Bei Kohlensäurefüllung ändert sich z. B. die Dielektrizitätskonstante um 3 % bei Druckerhöhung von 1 auf 30 Atm. Hierzu kommt ferner die Druckabhängigkeit des Isoliermaterials der Innenelektrode. Messungen an zwei Druckionisationskammern zeigen diesen letzteren Einfluß deutlich. Obwohl eine Abschätzung der Druckabhängigkeit der Kapazität in gewissen Grenzen wohl möglich erscheint, sind doch experimentelle direkte Bestimmungen vorzuziehen. *Kolhörster.*

J. A. Priebisch. Die Druckabhängigkeit der Restionisation bei Ultrastrahlungsmessungen. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 114. Jahresvers. Altdorf 1933 [2] Sekt. Phys. S. 331—332, 1933. Bereits ber. nach Helv. Phys. Acta, vgl. diese Ber. S. 308. *Scheel.*

V. F. Hess, R. Steinmaurer und H. Graziadei. Meteorologische und solare Einflüsse auf die Intensität der Ultrastrahlung. (Nach Beobachtungen auf dem Hafelekhar-Observatorium 1931/1933.) Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 114. Jahresvers. Altdorf 1933 [2] Sekt. Phys. S. 332, 1933. Vgl. diese Ber. S. 302 und 303. *Scheel.*

Ludwig Müller. Neuere Untersuchungen über Ultrastrahlung. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 65, 38—46, 90—93, 1934, Nr. 1 u. 2. *H. Ebert.*

W. Kolhörster und L. Tuwim †. Physikalische Probleme der Höhenstrahlung. S.-A. Ergebnisse der kosmischen Physik, herausgegeben von *V. Conrad* und *L. Weickmann*. Aus Band 1: Der Barometereffekt der Höhen-

strahlung S. 87—126; Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung S. 127—179. Aus Band 2: Richtungsverteilung der Höhenstrahlung S. 238—302. Leipzig, Akadem. Verlagsges. m. b. H., 1934. Es werden „einige grundlegende Sonderfragen der Höhenstrahlungsforschung unter möglichst einheitlichen Gesichtspunkten und Bearbeitung des bisherigen Beobachtungsmaterials behandelt“: Barometereffekt; Absorptionskoeffizient; Richtungsverteilung.
H. Ebert.

Bruno Rossi. Directional Measurements on the Cosmic Rays Near the Geomagnetic Equator. Phys. Rev. (2) 45, 212—214, 1934, Nr. 3. Aus Absorptions- und Richtungsverteilungsmessungen an Höhenstrahlung, die mit Zweifachkoinzidenzen in Asmara (Eritrea, Ostafrika; geomagnetische Breite $11^{\circ}30'$, Seehöhe 2370 m) durchgeführt wurden, ergibt sich folgendes: Während Intensitätsunterschiede zwischen Nord- und Südrichtung nicht festzustellen sind, liegt das Intensitätsverhältnis der von Westen bzw. von Osten her einfallenden Strahlung für verschiedene Zenitwinkel zwischen 1,1 und 1,2. Daraus wird in Übereinstimmung mit Johnson sowie mit Alvarez und Compton auf einfallende Korpuskeln von vorherrschend positiver Ladung geschlossen. Nach den Absorptionsmessungen bilden aber diese Korpuskeln im Gegensatz zu den Ergebnissen der genannten Autoren ein kontinuierliches Energiespektrum, das sich bis zu sehr großen Energiebeträgen erstreckt. Die Abhängigkeit der Strahlungsintensität vom Zenitwinkel deutet auf weitere Komponenten der Höhenstrahlung hin; die Absorptionsmessungen lassen insbesondere eine γ -Komponente vermuten.
Erwin Miehlnickel.

Sergio De Benedetti. Absorption Measurements on the Cosmic Rays at $11^{\circ}30'$ Geomagnetic Latitude and 2370 Meters Elevation. Phys. Rev. (2) 45, 214—215, 1934, Nr. 3. B. Rossi (vgl. vorstehendes Referat) schloß aus seinen Versuchen, daß die Höhenstrahlung neben den vorherrschenden positiv geladenen Korpuskeln eine γ -Komponente enthält. Die ebenso wie die Untersuchung von Rossi mit Zweifachkoinzidenzen (in Asmara, Ostafrika) durchgeführten Blei-Absorptionsmessungen des Verf. führen zur gleichen Vermutung. Jedoch zwingt die Art der Abhängigkeit der Koinzidenzen von der Lage der Zählrohrachsen zum geomagnetischen Meridian zur Annahme einer weiteren Strahlungskomponente, als welche der Verf. negativ geladene Korpuskeln betrachtet.
Erwin Miehlnickel.

L. Jánosy. Zählrohrinvarianten. ZS. f. Phys. 88, 372—388, 1934, Nr. 5/6. Die einzige gesicherte Grundlage aller quantitativen Höhenstrahlungs-Untersuchungen mit Zählrohren bildet die Zählrohrtheorie von L. Tuwim (Berl. Ber. 1931, S. 91, 360 u. 830). Bloch enthält diese Theorie gewisse Voraussetzungen über Absorption und Richtungsverteilung der zu messenden Strahlen und erfordert bei der Auswertung der Messungen etwas umständliche Rechnungen. Die vorliegende Arbeit bringt eine Verallgemeinerung und zugleich Vereinfachung der Tuwimschen Theorie. Es wird gezeigt, daß sich die Stoßzahlen in der Vertikal- und Horizontallage des Zählrohrs darstellen lassen als lineare Kombinationen von vier Größen, die nur noch von der Richtungsverteilung der Strahlung, nicht aber von den Zählrohrdimensionen abhängen. Aus diesen „Zählrohrinvarianten“, deren numerische Werte nach einigen vorläufigen Messungen bestimmt werden, lassen sich also die zu erwartenden Stoßzahlen für jedes beliebige Zählrohr vorausberechnen. Weiterhin kann man aus diesen Invarianten auf Meßgenauigkeit und Nulleffekt schließen. Endlich ermöglicht die neue, verallgemeinerte Theorie eine experimentelle Nachprüfung der Tuwimschen Voraussetzungen über die Richtungsverteilung der Höhenstrahlung.
Erwin Miehlnickel.

M. Ackemann. Komponentenzerlegung der kosmischen Ultrastrahlung mit Hilfe von Zweifachkoinzidenzmessungen. Naturwissensch. **22**, 169—170, 1934, Nr. 11. Mit zwei Zählrohren, die nebeneinander unter einer Bleiplate angeordnet sind, wird die Zahl der Sekundär-Koinzidenzen als Funktion der Bleidicke gemessen. Neben dem bekannten Maximum der Koinzidenzen bei etwa 1 cm Blei (Rossi, Fünfer) ergibt sich ein zweites, weit weniger ausgeprägtes Maximum bei etwa 17 cm. Verf. erklärt dieses zweite Maximum durch eine Komponentenstruktur der Höhenstrahlung, die vielleicht der Regenerschen Zerlegung entspricht. Versuche mit anderen Absorbern sollen unternommen werden, um aus der Verlagerung des zweiten Maximums Schlüsse auf die Art der Absorption von Höhenstrahlung ziehen zu können. *Erwin Miehlnickel.*

J. N. Hummel. Neue Ergebnisse aus Koinzidenzmessungen mit einem Zählerpaar. Naturwissensch. **22**, 170, 1934, Nr. 11. Fortsetzung und Diskussion der Koinzidenzmessungen von Ackemann (vgl. vorstehendes Referat). Nach diesen Messungen, die sich auf sekundäre Koinzidenzen beziehen, erscheinen dem Verf. primäre Koinzidenzen mindestens noch nicht erwiesen. Das von Ackemann gefundene zweite Koinzidenzmaximum (bei etwa 17 cm Blei) ist stark von der Individualität der Zähler abhängig. Zudem arbeiten die Zähler in dem fraglichen Bereich unruhig und es treten Koinzidenzserien auf.

Erwin Miehlnickel.

H. Zanstra. Prinzip eines Höhenstrahlungsspektrographen. Naturwissensch. **22**, 171—172, 1934, Nr. 11. Die Methode von Clay, bei der durch geeignete Dimensionierung der Zählrohrwände sekundäre Koinzidenzen ausgeschlossen werden, kann in einem gewissen Energiebereich als Höhenstrahlungsspektrograph benutzt werden. Vorausgesetzt sind dabei positiv oder negativ geladene Primärteilchen oder ein Gemisch beider. Aus der Abhängigkeit der Koinzidenzen von der magnetischen Breite kann die Energieverteilung der Strahlung ermittelt werden.

Erwin Miehlnickel.

W. E. Danforth, Jr. Analysis of cosmic ray deflection experiments. The Magnetic Deflection Experiments of Curtiss and of Mott-Smith. Journ. Franklin Inst. **217**, 331—345, 1934, Nr. 3. Zur theoretischen Grundlegung der Messungen von Curtiss und Mott-Smith wird die Beeinflussung der Koinzidenzen in drei linear angeordneten Zählrohren durch ein Magnetfeld geometrisch analysiert. Welche Fälle bei vorgegebener Teilchenenergie und -richtung eine Vermehrung, welche eine Verminderung der Dreifachkoinzidenzen bewirken, wird im einzelnen diskutiert. Im Gesamtergebnis hat das Magnetfeld stets eine Verminderung der Koinzidenzen zur Folge. Unter vereinfachten Annahmen wird dieser Ausfall berechnet. Da er von der Energie der einfallenden Teilchen abhängt, lassen sich aus dem gemessenen Koinzidenzausfall gewisse Schlüsse auf die Energieverteilung der Höhenstrahlung ziehen. Nach den Messungen von Curtiss käme man so auf eine monochromatische Elektronenstrahlung von $4 \cdot 10^8$ e-Volt. Die Bedeutung des Eisens im Feld für die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen von Curtiss und Mott-Smith wird besprochen.

Erwin Miehlnickel.

W. Messerschmidt. Über Schwankungsmessungen der Ultrastrahlung. III. ZS. f. Phys. **87**, 800—805, 1934, Nr. 11 12. Eine der Ionisationskammern der Halleschen Registrierapparatur für Höhenstrahlung wurde auf dem Turm (Höhe 33 m) des Physik. Instituts, durch Wasserkühlung auf konstanter Temperatur gehalten, so aufgestellt, daß ein seitlich geöffneter 20 cm-Bleipanzern je eine Stunde lang ungefilterte Höhenstrahlung aus Nord, Ost, Süd, West durch seine Öffnung auf die Kammer einwirken ließ. Die seitliche Öffnung wurde zudem

noch so geändert, daß Strahlen mit einem mittleren Zenithabstand von 55, 45, 25 und 0° zur Messung kamen. Es ergab auch für +66° geomagnetische Breite (richtig +52° geomagnetische Breite. Der Ref.) noch der azimutale Effekt ein Maximum bei 45° mit 3‰ Mehreinstrahlung von West gegenüber den unter sich fast gleichen Nord-, Ost-, Südintensitäten. Die vom erdmagnetischen Feld beeinflusste Strahlung ist eine Sekundärstrahlung, weicher als die mittlere Härte der Höhenstrahlung in Seehöhe. Die sonnenzeitliche Periode der Höhenstrahlung zeigt für senkrechte Einstrahlung den bekannten Verlauf (Maxima 15 Uhr, 3 Uhr, Minima 9 Uhr, 0 Uhr), für flache Einstrahlung verläuft sie umgekehrt (Maximum 7 Uhr, Minimum 15 Uhr). Die Größe der Schwankung nimmt von +0,3 % ab und steigt auf -3 % entsprechend, die Strahlungsänderung pro Grad mittlerer Lufttemperatur ändert sich ebenso von +0,07 % auf -0,44 %. Der Einfluß des Emanationsgehaltes der bodennahen Luftschichten macht sich also deutlich bemerkbar ebenso wie an dem aus den Meßreihen abgeleiteten Barometereffekt, dessen Korrelationskoeffizient bei senkrechtem Einfall auf -0,97 steigt, bei flachem Einfall auf -0,73 herabgeht. *Kolhörster.*

F. D. Greeves. An investigation on the penetrating radiation from potassium. Proc. Roy. Irish Acad. (A) 41, 129—136, 1933, Nr. 12. Mit Zählrohr, Verstärker und mechanischem Zählwerk wurden Absorptionsmessungen der Kalium- γ -Strahlen mit kleinen Kaliummengen bei Abschirmung mit 0,39, 0,79 und 1,27 cm Bleischirmen ausgeführt. Über die Erfahrungen bei Anfertigung der Zählrohre wird berichtet. Der Absorptionskoeffizient für die Kalium- γ -Strahlung in Blei zwischen 0 bis 1,27 cm Dicke ergibt sich nach Korrektur wegen Streuung zu 0,60 cm⁻¹. Anzeichen für das Vorhandensein schnellerer β -Strahlen, wie sie Bocciarelli (Nature 128, 374, 1931) gefunden hatte, haben sich nachweisen lassen. *Kolhörster.*

Robert A. Millikan, Carl D. Anderson and H. Victor Neher. The Three Types of Cosmic-Ray Fluctuations and Their Significance. Phys. Rev. (2) 45, 141—143, 1934, Nr. 3. Aus Nebelkammer-Aufnahmen in Pasadena ergibt sich, daß 88 % der von Höhenstrahlen hervorgerufenen Spuren aus einzelnen Elektronenschüssen, 10 % aus doppelten oder Paaren, während die übrigen 2 % aus verwinkelten Mehrfachbahnen bestehen. Vergleicht man die statistisch berechneten Ionisationschwankungen mit den beobachteten, so sind letztere etwas größer, was auf die paarigen Bahnen bzw. Mehrfachbahnen zurückgeführt werden kann. Berechnungen über die Energie des Photons, das den Schuß erzeugte, ergaben nach Steinke 10¹¹ bis 10¹² e-Volt. Da in den Nebelkammerversuchen höchstens 1/100 dieser Energie gefunden wurde, so zeigt dies für die Verff., daß Steinke's Annahme nicht richtig sein kann. Aus ihren Ionisationskammerversuchen wird geschlossen, daß ein einziger Elektronenschuß in der benutzten Kammer im Mittel 5000 Ionen erzeugt. Da aber vereinzelt bei Stößen 25 bis 75 Millionen Ionen beobachtet wurden, so müßten im letzteren Falle 15 000 Elektronenschüsse in demselben Augenblick die Kammer durchsetzt haben. Soviel Elektronen und Positronen können selbst einer Urankernexplosion (384) nicht zugeschrieben werden. Die Stöße sollten am einfachsten zu erklären sein, wenn man hierfür das elektrische Feld in der Kammer in Anspruch nimmt, die Stöße wären also instrumentell bedingt. Bearbeitet man das Beobachtungsmaterial nach Aussonderung der Stöße, so erhält man eine bessere Übereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten Schwankungen. (Siehe auch folgendes Referat Evans und Neher.) *Kolhörster.*

Robley D. Evans and H. Victor Neher. The Nature of Statistical Fluctuations with Applications to Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 45, 144—151, 1934, Nr. 3. Im ersten, theoretischen Teil der Untersuchung wird die von

anderen Autoren (Bateman, Campbell, Cohn-Peters und Lange) für spezielle Fälle gegebene Theorie der statistischen Schwankungen verallgemeinert und insbesondere auf Höhenstrahlungsmessungen angewandt. Der allgemeine Ausdruck für die statistischen Schwankungen bei Kombinationsmessungen ergibt, daß statistisch betrachtet die Verwendung eines Meßinstrumentes (z. B. Ionisationskammer) günstiger ist als eine Differentialmessung mit zwei Instrumenten. Derselbe Ausdruck liefert für die natürliche Beobachtungsgrenze bei der Messung von x Teilchen auf einem Untergrund von y -Teilchen den Wert $x = 0,67 \cdot \sqrt{y}$. Methoden zur Verbesserung der statistischen Meßgenauigkeit bei Ionisationskammern und Zählrohren werden besprochen. Unterschiede in den Sekundärreichweiten und Schauer bedingen statistische Ionisationsschwankungen. Es zeigt sich, daß die in Nebelkammern gefundenen Schauer etwa mit derselben Häufigkeit und Multiplizität auch in Ionisationskammern auftreten. Nach Ionisationsmessungen scheinen Größe und Häufigkeit der Schauer mit der Seehöhe zuzunehmen.

*Erwin Miehl*nickel.

Hubert Garrigue. La radiation faiblement pénétrante au Pic du Midi. C. R. 198, 764—765, 1934, Nr. 8. Mit einem vom Verf. gebauten Apparat zur Messung radioaktiver Erdstrahlen wurden an einigen Tagen im Juli, August, November und Dezember 1933 einzelne, etwa halbstündige Messungen auf dem Pic du Midi (2860 m Höhe) ausgeführt. Im Sommer wurden die niedrigsten, im Winter die höchsten Ionisierungsstärken im dortigen Laboratorium gemessen. *Kolhörster.*

C. G. Montgomery. A Possible Explanation of the Frequency Distribution of Size of Hoffmann Stöße. Phys. Rev. (2) 45, 294, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Aus Nebelkammerversuchen läßt sich ableiten, daß Hoffmann-Stöße bei Höhenstrahlung eher von gleichzeitigen Absorptionsvorgängen an mehreren als an einzelnen Atomen herrühren. Danach müßte die bei Absorption in dickem Material erzeugte gesamte Strahlung davon abhängen, an welcher Stelle des Absorbers die erste Gruppe erzeugt wird. Die hyperbolische Häufigkeits-Verteilungskurve sollte eine scharfe untere Grenze für diesen Punkt zeigen. Sie ergibt sich für Eisen zu 0,3, für Blei zu 0,6 cm. Wenn die Erzeugung von Sekundärstrahlen über die ganze Bahnlänge der Primärstrahlen erfolgt, würde sich wahrscheinlich eine andere als die beobachtete Häufigkeitsverteilung ergeben. Es wird zur Zeit geprüft, wie die Stoßgröße von der Dicke des Absorbers abhängt, was die Theorie vermuten läßt, die auch Übergangseffekte wahrscheinlich macht.

Kolhörster.

J. C. Stearns and Carl Høberg. Comparison of Absorption Coefficients of Different Elements for Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 45, 294, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Einfach-Koinzidenzen wurde die Absorption der Höhenstrahlung durch 6zöllige Aluminium-, Zink-, Kupfer- und Bleiplatten untersucht. Die Zählrohre lagen in vertikaler Ebene, zwischen ihnen die Absorber. Das Verhältnis des linearen Absorptionskoeffizienten zur Dichte des Absorbers sinkt mit wachsender Dichte. Mit denselben Absorbern zwischen und über den Zählern wurde die in dem Material erzeugte Sekundärstrahlung zu bestimmen versucht. Das Verhältnis der Koinzidenzen mit 6 Zoll Blei über und zwischen den Zählrohren war bei 3500 m Höhe 1,12, bei 2500 m Höhe 1,10. Für 4- und 2-zölliges Blei betrug es 1,20 und 1,36 (bei 2500 m Höhe?).

Kolhörster.

A. H. Compton, J. M. Benade and P. G. Ledig. Further Geographic Studies of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 45, 294—295, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Breiteneffekt wurde mit der bekannten Comptonapparatur in Singapore, der chinesischen Küste, Japan, Chikago, und an beiden südameri-

kanischen Küsten bis zur Magellanstraße beobachtet. Er zeigt sich eher abhängig von der geomagnetischen als der geographischen Breite. Erdmagnetische Anomalien an der südamerikanischen Küste zeigen den Einfluß dieser lokalen magnetischen Störungen. Das weist auch auf Einflüsse der erdmagnetischen Felder in geringem Abstand (etwa 1000 miles) von der Erdoberfläche hin. Versuche auf dem Mt. Mc Kinley zeigen, daß in größeren Höhen der Breiteneffekt sich weiter nördlich als in Seehöhe erstreckt. Dies läßt auf Korpuskeln so geringer Energie schließen, daß sie nicht mehr die gesamte Atmosphäre zu durchsetzen vermögen. *Kolhörster.*

Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer. Secondary Photons in Cosmic-Ray Showers. Phys. Rev. (2) 45, 295, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nebelkammerversuche mit Magnetfeldern bis 17 000 Gauß, aber auch 800 Gauß zeigen in den Positron-Elektron-Schauern der Höhenstrahlung eine große Anzahl nichtionisierender Strahlen. Positron-Elektron-Teilchen geringer Energie und kleine Schauer, die an Bleiplatten erzeugt wurden, zeigen eine überraschende Ähnlichkeit mit den von $\text{Th C''-}\gamma$ -Strahlen erzeugten. Daher sollte die überwiegende Anzahl nichtionisierender Sekundärstrahlen der Höhenstrahlenschauer Photonen sein. Gewöhnliche Neutronen, wie sie von einer Graphitplatte ausgelöst werden, wurden nicht gefunden, wenigstens nicht in dem Energiebereich, wo sie durch die üblichen Methoden nachgewiesen wurden. In mehreren Fällen wurden so viele Positronen und Elektronen mit Energien von mehreren Millionen e-Volt gefunden, daß sie nur von einer größeren Anzahl von getrennten Zentren ausgegangen sein können, also eine große Anzahl Sekundär-Photonen anzeigend. Paarweise Erzeugung hochgeschwinder Positronen oder Elektronen wurde nur zweimal unter mehr als 500 Fällen beobachtet. *Kolhörster.*

W. F. G. Swann. Cosmical Electric Fields. Phys. Rev. (2) 45, 295, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wenn man annimmt, daß ein langsames Absterben positiver Elektrizität in der Erde stattfindet — man kann die elektrodynamischen (Maxwell'schen) Gleichungen derart abändern, wie Verf. gezeigt hat —, so muß ein entsprechender negativer Strom in den Weltenraum hinaus angenommen werden. Die Raumladung einer solchen Verteilung kann dann Potentiale erzeugen, wie sie die Erscheinung der Höhenstrahlen erfordern würde. *Kolhörster.*

Gordon L. Locher. Neutrons of High Energy from Cosmic-Ray Bursts in Aluminium. Phys. Rev. (2) 45, 296—297, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nebelkammerversuche in Argon zeigen bei Stößen aus Aluminium mit Höhenstrahlung Spuren von Rückstoßatomen, ähnlich wie die von Argonrückstoßatomen durch Neutronen ausgelöst, aber von viel größerem Volumen. Sie werden Argonatomen zugeschrieben, die von Neutronen sehr hoher Energie getroffen wurden. Da nach Swann die spezifische Ionisation geladener Teilchen proportional N^2 sein sollte, so würden solche Rückstoßatome einen sehr großen Betrag ihrer Energie auf sehr kurzer Bahn zerstreuen. Ein Teilchen der Ladung Ne gibt N^2 mal mehr Energie ab als ein Teilchen derselben Masse aber der Ladung e . Für $18e$ stimmt die Reichweite der Elektronenspuren mit der der längsten gemessenen, nämlich 1,5 cm, überein. Die Energien der Rückstoßatome bei Aluminiumstößen sind stets größer als die bei Bleistößen. Charakteristische Unterschiede existieren also für Prozesse, die Höhenstrahlungsneutronen erzeugen je nach der Substanz. Elektronenspuren bei Aluminiumstößen sind seltener als bei Bleistößen. *Kolhörster.*

Thomas H. Johnson. Directional Measurements of the Cosmic Radiation and Their Significance. Phys. Rev. (2) 45, 294, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Breiteneffekt der Höhenstrahlung hängt von der Summe der Intensitäten der positiven und negativen Strahlen ab, dagegen der

Azimutaleffekt von ihrer Differenz. Ein Vergleich beider läßt auf das Verhältnis der positiven zu den negativen Teilchen schließen. Für Energien zwischen $5 \cdot 10^9$ bis $2 \cdot 10^{10}$ e-Volt sind die Teilchen überwiegend, wenn nicht völlig positiv, da negative Komponenten geringerer Intensität nicht ganz ausgeschlossen werden können (wahrscheinlich umgekehrt, da in der Theorie von *Lemaître-Vallarta* eine Vorzeichenverwechslung vorliegt. D. Ref.). Der Azimutaleffekt weist auf größere Intensitäten hin, als nach dem Breiteneffekt allein bisher anzunehmen war. Hiermit ist auch die geringe Änderung der Strahlungsstärke zwischen Äquator und 20° geomagnetischer Breite verträglich. *Kolhörster.*

Werner Kolhörster. *Cosmic Rays under 600 Metres of Water.* Nature **133**, 419, 1934, Nr. 3359. Weitere Messungen der Höhenstrahlen im Berlepschschacht in Staßfurt, jedoch diesmal mit zwei Koinzidenzanordnungen, bestätigten das Vorkommen der Höhenstrahlen noch nach 500 m Wasseräquivalent (Berl. Ber. 1933, S. 689). Nunmehr wurden sie auch bei 600 m Wasseräquivalent nachgewiesen. Ihr Absorptionskoeffizient ist nicht größer als $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Diese härtesten Strahlen zeigen noch das Gesetz der Geraden beim α -Effekt (vertikaler Zählrohr-effekt bei koinzidierenden Strahlen) sowie das Gesetz der Geraden beim „ ω “-Effekt, das aus diesen Messungen gefunden wurde. *Corlin* hat bei Messungen im Eisenerz in Kiruna (Nord-Schweden) zwischen 215 bis 430 m Wasseräquivalent neuerdings fast ebenso harte Strahlen ($11 \cdot 10^{-5}$ bzw. $3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$) gefunden. *Kolhörster.*

Axel Corlin. *A New Hard Component of the Cosmic Ultra-Radiation.* Nature **133**, 419, 1934, Nr. 3359. Verf. hatte in seinem Bericht über Ionisationsmessungen der Höhenstrahlung in Kiruna (Nord-Schweden) angegeben, eine bisher unbekannte harte Komponente der Höhenstrahlung gefunden zu haben. Er stellt nunmehr fest, daß er dabei *Kolhörsters* früheren Befund (Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Institutes 1931, S. 34, 1932; Berl. Ber. 1933, S. 689) übersehen habe. *Jánosy.*

Ernst Lenz. Die von der Ultrastrahlung erzeugte elektrische Leitfähigkeit der unteren Atmosphäre. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **43**, 47—51, 1934, Nr. 2. Aus den Intensitätsmessungen der Ultrastrahlung in der Erdatmosphäre, welche von E. Regener mit Registrierinstrumenten bei Ballonaufstiegen bis 25 km Höhe erhalten worden sind, werden Ionisierungsstärke der Ultrastrahlung, Ionengehalt und elektrische Leitfähigkeit in der Erdatmosphäre berechnet. Mit den bekannten Werten der Ionenkonstanten ergeben sich ohne irgendwelche Extrapolationen in 25 km Höhe die Ionisierungsstärke $q = 12 \text{ J/cm}^3 \text{ sec}$, der Ionengehalt $n = 1,0 \cdot 10^4 \text{ J/cm}^3$ und die Leitfähigkeit $\lambda = 50 \cdot 10^{-12} \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, wobei die Ionisierungsstärke einen Maximalwert $q_{\text{max}} = 45 \text{ J/cm}^3 \text{ sec}$ in 13 km Höhe erreicht. (J = Ionenpaare.) *E. Lenz.*

W. G. Pollard. *Energy Distribution in Cosmic Rays.* Phys. Rev. (2) **44**, 703—706, 1933, Nr. 9. Nach der Bohrschen Streuformel für schnelle β -Strahlen und der von H. A. Wilson geschätzten Dichte der kosmischen Materie (ein Ca-Atom in $2,3 \cdot 10^7 \text{ cm}^3$) würde die Streuung der kosmischen Materie in 10^{21} Jahren die Energieverteilung hervorrufen, die man aus dem Vergleich der Theorie von *Lemaître* und *Vallarta* mit den *Comptonschen* Messungen des Breiten-effektes erhält. Da das Alter des Kosmos von *Jeans* und von *Eddington* auf etwa $5 \cdot 10^{12}$ Jahre geschätzt wird, hält Verf. es für wahrscheinlich, daß die beobachtete Energieverteilung im wesentlichen der ursprünglich vorhandenen Verteilung entspricht. Danach läßt der Breiteneffekt folgende Deutung zu: 83 % der Strahlung ist zu hart, um vom Erdmagnetfeld beeinflusst zu werden. Die übrigen 17 % sind wesentlich weicher und zeigen eine Maxwellverteilung. Dieses Ergebnis spricht für die Theorie von *Lemaître*, nach der die Höhenstrahlen von

einem radioaktiven „Superelement“ ausgestrahlt werden; der weiche Anteil der Strahlung entspräche dem kontinuierlichen Spektrum, das bei den meisten bekannten radioaktiven Stoffen auftritt. Die Resultate von Johnson und von Alvarez und Compton, wonach die Strahlung mehr positive als negative Teilchen enthält, scheinen der obigen Theorie zu widersprechen. Die Swannsche Theorie über den Ursprung der Höhenstrahlen läßt sich in dieser Weise nicht diskutieren, da sie zu wenig über die Energieverteilung auszusagen gestattet. *Jánossy.*

W. Gentner. Sur l'absorption des rayons γ pénétrants. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 49—53, 1934, Nr. 2. Bei der Streuung harter γ -Strahlen an schweren Elementen ergaben bereits frühere Versuche Abweichungen von der Klein-Nishina-Formel, die sich durch eine zusätzliche photoelektrische Absorption nicht erklären lassen. Dasselbe Resultat liefern die vom Verf. mit vorgefilterter, unter verschiedenen Winkeln gestreuter ThC' - γ -Strahlung durchgeführten Schwächungsmessungen an Blei. Auch hier steigt der gemessene Schwächungskoeffizient (für $\lambda < 12$ X-E.) mit abnehmender Wellenlänge über den theoretischen Wert. Diese zusätzliche Schwächung soll nicht durch die von Meitner, Hupfeld und Kösters gefundene Kernstreuung ohne Wellenlängenänderung bedingt sein, sondern durch eine Kernabsorption, die zur Aussendung eines Elektronenpaares (ein positives und ein negatives Elektron) führt. Verf. stützt sich ohne nähere Angaben darauf, daß auch die Schwächung der Höhenstrahlen fast ausschließlich durch solche Prozesse erfolge. Der von Chao bei 6,6 X-E. gefundene Sprung des Schwächungskoeffizienten konnte nicht festgestellt werden. Dazu ist jedoch zu bemerken, daß die Messungen des Verf. mit dem Zählrohr, die von Chao dagegen mit der Ionisationskammer durchgeführt wurden. Eine Unstetigkeit in der absorbierten Strahlungsenergie könnte also trotz des negativen Ergebnisses der Zählrohrversuche vorhanden sein.

Erwin Miehlnickel.

E. O. Hulburt. The Polarization of Light at Sea. Journ. Opt. Soc. Amer. 24, 35—42, 1934, Nr. 2; auch Phys. Rev. (2) 45, 285, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Über die Polarisisation des Himmelslichtes sind genügend Daten bekannt; in vorliegender Arbeit werden erstmalig die Polarisationsverhältnisse des von der Meeresoberfläche reflektierten Lichtes untersucht. Es ergibt sich, daß selbst bei bewegter See der Polarisationszustand in recht guter Übereinstimmung mit der Fresnelschen Theorie ist. Rüstet man das Okular eines Sextanten mit einem Nicol aus und justiert ihn so, daß der horizontale elektrische Vektor ausgelöscht wird, so werden bei Messung der Sonnenhöhe die Einstellungen dadurch erleichtert, daß sich der Horizont bedeutend schärfer vom Himmel abhebt. Auch die Ausrüstung der Okulare von Prismenfeldstechern mit drehbar angebrachten Nicols ist unter Umständen für die Beobachtung über See von großem Nutzen. *Dziobek.*

A. Endrös. Beobachtungen über die Dämpfung der Seiches in Seen. Gerlands Beitr. 41, 130—148, 1934, Nr. 2. Bei Beobachtungen der Seiches von Seen zeigte sich eine regelmäßige Abnahme der Amplitude (Dämpfung). Die Dämpfungsgröße stellt eine für jeden See charakteristische Größe dar und wurde von der Reibung an den Wandungen des Seebeckens herrührend angenommen. Auch eine Abhängigkeit vom Wasserstand wurde festgestellt. Verf. hat nach Beobachtungen an 35 Seen die Dämpfungskonstante der Hauptschwingung genau bestimmt und festgestellt, daß die gefundenen Werte nicht einmal der Größenordnung nach für verschiedene Seen übereinstimmen. Die Dämpfung nimmt mit der Wurzel aus der Tiefe ab und erscheint mehr als eine Folge der inneren Reibung als der Reibung an den Wandungen der Seen. Einschnürungen des Seebeckens besonders in der Nähe des Schwingungsknotens und gegenseitige Störungen gleichzeitig schwingender Teile des Sees behindern die Schwingungen.

F. Steinhäuser.

A. Vedel Tåning. A supposed Submarine Ridge along the South-East Coast of Greenland. *Nature* 133, 326, 1934, Nr. 3357. Anlässlich der Forschungsreise des dänischen Forschungsschiffes Dana im August 1933 zwecks Untersuchung der Lebensbedingungen des Kabeljau wurde durch Echolotungen festgestellt, daß sich längs der Südküste Grönlands in einer Entfernung von 20 bis 30 Meilen ein submariner Bergrücken hinzieht. In dem Gebiete zwischen der Küste und diesem Rücken wurden Tiefen bis zu 600 m gemessen, während der höchste Punkt des Rückens etwa 230 m unter der Wasseroberfläche liegt. Es wird vermutet, daß die hierdurch bedingten Temperaturverhältnisse dem Kabeljau als Wegweiser dienen.

Dietsch.

Jonas Ekman Fjeldstad. Wärmeleitung im Meere. *Geofys. Publ.* 10, Nr. 7, 20 S., 1933. Dem Meer wird Wärme hauptsächlich durch Sonnen- und Himmelsstrahlung zugeführt; die Abkühlung wird durch Ausstrahlung, Verdunstung und Konvektion bewirkt. Die Sonnenstrahlen werden in den obersten Wasserschichten stark absorbiert; die Erwärmung ist daher im wesentlichen auf eine dünne Schicht konzentriert. Durch die Wellenbewegung an der Oberfläche wird das Wasser aber so lebhaft gemischt, daß die oberen 10 bis 20 m beinahe dieselbe Temperatur haben. Von der molekularen Wärmeleitfähigkeit kann daher abgesehen werden; statt dessen rechnet der Verf. mit einer fiktiven, der „turbulenten“ Wärmeleitfähigkeit, deren Wert nach verschiedenen Versuchen zwischen 3 und 20 CGS-Einheiten liegen soll. In den nördlichen Teilen des Atlantischen Ozeans strömt das Wasser in geringer Tiefe nach Norden, in größerer Tiefe nach dem Äquator. Der vorliegenden Arbeit liegen Temperaturkurven aus dem Biscaya-Gebiet zugrunde, wo der vertikale Wärmetransport für die Temperatur maßgebend ist. Diese Kurven hat *Helland-Hansen* (*Physical Oceanography and Meteorologie. Report on the Scientific Results of the „Michael Sars“ North Atlant. Deep-Sea Expd. 1910. Bergen, 1930*) aufgenommen und wohl nach der von ihm gefundenen nahen Beziehung zwischen Temperatur und Salzgehalt (gleichartiger Mischungsvorgang!) vervollständigt. Die jährliche Temperaturschwankung an der Oberfläche beträgt hiernach 7,8°, die in 100 m Tiefe noch etwa 1°. Der Verf. behandelt zunächst ausführlich die Lösung der Differentialgleichung für rein vertikale „turbulente“ Wärmeleitung unter Annahme einer mit der Jahresperiode und der Tiefe veränderlichen Aufnahme von Strahlungswärme und einer mit der Tiefe veränderlichen „turbulenten Temperaturleitzahl“. Nach der numerischen Berechnung ergibt sich diese zu 16,4 CGS-Einheiten an der Oberfläche; sie sinkt bis 1,8 (bei 40 m Tiefe) und nähert sich dann asymptotisch dem Wert 3,8, der in 100 m Tiefe bereits praktisch erreicht ist. Hiermit wurde nun rückwärts der Temperaturverlauf in 50 m Tiefe berechnet. Das Ergebnis wich jedoch beträchtlich von den Meßergebnissen *Helland-Hansens* ab, so daß auch noch eine Abhängigkeit der „turbulenten“ Temperaturleitzahl von der Zeit eingeführt werden mußte. Damit gelang es dann, die beobachtete Temperaturkurve gut wiederzugeben mit ihrem Minimum im Frühling, dem dann folgenden zunächst raschen und später langsamen Anstieg und dem schnellen Fall am Ende des Jahres. Die Änderung der turbulenten Temperaturleitzahl mit der Zeit soll von der Veränderung der „Stabilität“ der Wassermassen im Laufe des Jahres herrühren.

Max Jakob.

Jonas Ekman Fjeldstad. Interne Wellen. *Geofys. Publ.* 10, Nr. 6, 35 S., 1933. Theoretische Untersuchungen über interne Wellen bei beliebiger Dichteverteilung mit der Tiefe. Behandelt werden Wellen ohne Erdrotation, interne Wellen in einem rotierenden Meere, Berechnungs- und Integrationsmethoden. Es folgen Zahlenbeispiele, deren Daten aus Beobachtungen entnommen wurden, und abschließende Ausführungen über Methoden zur Entdeckung interner Wellen.

K. Jung.

H. Wörner. Die Brauchbarkeit der funkentelegraphischen See-obsmeldungen zur Bestimmung von Wassertemperaturen. Ann. d. Hydrogr. **62**, 103—109, 1934, Nr. 3. Eine Mitteilung und Auseinandersetzung über die Verwertung von Meldungen der Wassertemperaturen des Atlantischen Ozeans, die aus dem Schiffsverkehr längs des Golfstromes stammen. Eine laufende Kartierung der zusammengefaßten und ausgeglichenen Beobachtungen soll insbesondere der langfristigen Wettersvorhersage, die sich auf die Temperaturschwankungen des Golfstromes stützt, dienen. *Schmerwitz.*

Hans Pettersson and Börje Kullenberg. Observations of Water Trajectories in the Open Sea. Nature **133**, 29, 1934, Nr. 3349. Es wird eine Methode beschrieben, die es gestattet, Meeresströme zu verfolgen und zu vermessen. Nicht verankerte Bojen werden ausgesetzt und von einem fahrenden Schiff aus anvisiert. Beispiele aus dem Skagerrak werden mitgeteilt. *Fritz Hänsch.*

T. Toriumi, T. Kuwahara and R. Hara. On the calcium sulphate in sea water. II. Solubilities of calcium sulphate hemihydrate in sea waters of various concentrations at 65~150° C. Journ. Soc. Chem. Ind. Japan **36**, 689 B—690 B, 1933, Nr. 12. Die Löslichkeiten des Hemihydrates vom Calciumsulfat in Meereswasser von verschiedener Konzentration bei Temperaturen zwischen 65 und 150° werden in einer Tabelle mitgeteilt. *Fritz Hänsch.*

Y. Tanaka, K. Nakamura and R. Hara. On the calcium sulphate in sea water. Journ. Soc. Chem. Ind. Japan **34**, 284 B—287 B, 1931, Nr. 8. Das Calciumsulfat besitzt zwei beständige Formen, das Dihydrat und das gewöhnliche Anhydrit, deren Löslichkeiten in Meereswasser verschiedener Konzentration bei Temperaturen zwischen 0 und 200° angegeben werden. *Fritz Hänsch.*

Håkon Mosby. The sea-surface and the air. Scient. Res. Norwegian Antarctic Exped. 1927—1928 et SQQ. 1933, Nr. 10, 140 S. Meteorologische Beobachtungen und Beobachtungen von der Meeresoberfläche werden mitgeteilt, und zwar von den antarktischen Expeditionen der „Norvegia“ und der „Whale“ während der Jahre 1927—1930. Es werden behandelt: Druck, Temperatur, Feuchtigkeit, Wind, Wolken, Niederschlag und Temperatur, Salzgehalt, spezifisches Gewicht des Meerwassers an der Oberfläche. Besonders werden der tägliche Gang und die Breitenabhängigkeit von Druck und Temperatur studiert. In einem weiteren Abschnitt wird der Zusammenhang der Verhältnisse des Meerwassers mit denen der Luft untersucht. In einer Tabelle werden sämtliche während dieser Jahre durchgeführten Messungen zusammengestellt. Es folgt dann noch eine Stundenauswertung von Druck, Temperatur und Feuchtigkeit. *Fritz Hänsch.*

Hans Pettersson and Svante Landberg. Measurements of Submarine Daylight. Nature **133**, 102, 1934, Nr. 3351. Zur Messung der Lichtintensität unter Wasser benutzen die Verff. entgegen der früheren Verwendung von Alkaliphotozellen Sperrschichtphotozellen nach Lange, die eine größere Empfindlichkeit haben. Die Zelle spricht zwischen 4500 und 5500 Å an, fällt also etwa mit dem Minimum der Lichtextinktion des Seewassers bei 5100 Å zusammen. Die Apparatur kann auch zum Registrieren benutzt werden. Erfahrungen bei praktischen Messungen werden mitgeteilt. *Fritz Hänsch.*

Floyd M. Soule. Note on the practical correction of deep-sea reversing thermometers and the determination of the depth of reversal from protected and unprotected thermometers. S.-A. Hydrographic Rev., 5S., ohne Angabe der Jahreszahl. Die Arbeit enthält in kurzer Zusammenfassung die üblichen rechnerischen und graphischen Verfahren

zur Ermittlung der Temperaturkorrektur von geschützten und ungeschützten Tiefseenumkipphermometern sowie zur Bestimmung von Meerestiefen. *Moser.*

C. C. Ennis. Note on computation of density of sea-water and on corrections for deep-sea reversing-thermometers. S.-A. Hydrographic Rev., 5S., ohne Angabe der Jahreszahl. Die Beziehungen zwischen der Dichte von Meerwasser und Temperatur, Salzgehalt und Meerestiefe sind tabellarisch zusammengestellt. Eine weitere Tabelle enthält die Temperaturkorrekturen für geschützte Tiefseenumkipphermometer, während für die Korrekturen der ungeschützten Thermometer eine graphische Darstellung gegeben wird. *Moser.*

R. Bureau. Direction des sources estivales d'atmosphériques. C.R. 198, 1057—1059, 1934, Nr. 11.

Henry Hubert. Sur la circulation générale de l'air atmosphérique au-dessus de l'Indochine. C.R. 198, 1055—1057, 1934, Nr. 11.

Henry Hubert. La circulation de l'air atmosphérique en altitude au-dessus de Madagascar. C.R. 198, 1250—1252, 1934, Nr. 13. *H. Ebert.*

C. L. Pekeris. On the interpretation of atmospheric ozone measurements. Gerlands Beitr. 41, 192—202, 1934, Nr. 2. Der Verf. entwickelt die Lösung einer Integralgleichung für die Ozonverteilung in der Atmosphäre. Die Genauigkeit der nötigen Messungen erscheint noch gering. Schließlich wird die Möglichkeit der Anwendung der entwickelten Methode zur Bestimmung der Dichte-, Druck- und Temperaturverteilung in der Atmosphäre nach Messungen der relativen Intensitäten von zwei Wellenlängen der direkten Sonnenstrahlung besprochen. *F. Steinhauser.*

R. Pozdëna. Das Funkeln der Sterne und zwei damit zusammenhängende, bisher unzureichend gelöste Probleme. Gerlands Beitr. 41, 203—208, 1934, Nr. 2. 1. Es wird darauf hingewiesen, daß die Güte der Bilder, welche Fernrohre von Beobachtungsobjekten liefern, mit zunehmender Krümmung der Isobaren schlechter werden. Bestimmten Wettertypen werden bestimmte Bildklassen zugeordnet. 2. Die Beobachtung der farbigen Szintillation hat eine von der Windrichtung abhängige Farbverschiebung ergeben. Eine Verschiebung müßte auch die mit der Erddrehung verbundene Rotierung der Lufthülle bewirken. Aus Beobachtungen in mittleren und niederen Breiten müßte sich eine Trennung beider Wirkungen durchführen lassen, und es könnten so vielleicht die Rotation der Erde um ihre Achse und die Bewegungsverhältnisse der Luftschichten in der Stratosphäre aus dem Szintillieren der Sterne nachgewiesen werden. *F. Steinhauser.*

H. Steinhäusser. Horizontalsicht bei örtlich veränderlicher Trübung und Beleuchtung. ZS. f. Geophys. 10, 59—65, 1934, Nr. 1. Ausgehend von Koschmieders Theorie berechnet der Verf. die Sichtweite eines schwarzen Körpers unter der Annahme einer örtlichen Veränderlichkeit der Trübung und Beleuchtung. Als erster Fall wird die Wirkung eines Dunststaues von sehr geringer Höhererstreckung an einem Gebirgszug behandelt (veränderliche Verteilung des Extinktionskoeffizienten). Zweitens wird der Fall behandelt, daß Extinktionskoeffizient und Beleuchtung örtlich variabel sind; dem würde das erste Beispiel aber mit höherer Dunsterstreckung entsprechen, so daß damit in Richtung der zunehmenden Extinktion auch das Oberlicht schwächer wird. Für beide Fälle ist die Sicht unter verschiedenen Azimuten berechnet worden. *F. Steinhauser.*

H. Thomas. Die Bedingungen für starken vormittägigen Temperaturanstieg im Sommer. Meteorol. ZS. 51, 101—107, 1934, Nr. 3. Die

Bedingungen für starke Temperaturanstiege an Vormittagen im Sommer sind kräftige Sonnenstrahlung, hohe Temperatur in der Höhe und schwache Luftbewegung. Starke Temperaturanstiege treten meist in Gebieten mit absinkender Luftbewegung ein, wodurch eine Erwärmung der höheren Luftschichten bewirkt wird und Konvektion und dynamische Turbulenz geschwächt werden, so daß die Wärmeabgabe des Bodens hauptsächlich nur den unteren Luftschichten zugute kommt. Die statistische Untersuchung bestätigt, daß der vormittägige Temperaturanstieg um so größer ist, je geringer das vertikale Temperaturgefälle in den untersten 500 m ist.

F. Steinhäuser.

J. Letzmann. Erläuterung zur Diskussionsbemerkung von M. Möller zum Versuch über das Längenwachstum eines Wirbels. (Meteorol. ZS. 50, S. 466, Hamburger Tagung 1933.) Meteorol. ZS. 51, 122, 1934, Nr. 3. Der Verf. zeigt, daß nach seinen Versuchsergebnissen das Vordringen des Wirbels nach unten erst erfolgen kann, wenn der herabsteigende Mantelstrom genügend Rotation in den unteren Teil herabgeführt hat. *F. Steinhäuser.*

C. Kassner. Bestimmen Frühjahrsgewitter die Zugrichtung der Sommergewitter? Meteorol. ZS. 51, 122—124, 1934, Nr. 3. Nach Potsdamer Beobachtungsmaterial stellt der Verf. fest, daß die Bauernregel, daß die gefährlichsten Gewitter im Sommer aus der Richtung kommen sollen, aus der im Frühjahr der erste Donner kommt, nicht stimmt. Nur je ein Drittel aller starken und stärksten Gewitter befolgen diese Regel.

F. Steinhäuser.

W. Wundt. Die Lage der Kalmen. Meteorol. ZS. 51, 49—53, 1934, Nr. 2. Daß die Kalmenzone im allgemeinen nördlich des Äquators liegt, wurde immer der durch die stärkere Landbedeckung der nördlichen Halbkugel bewirkten Verschiebung des thermischen Äquators zugeschrieben. Hier zeigt sich eine Schwierigkeit in der Erklärung der Verschiebung auf den Meeren. Die Kalmenzone, aufgefaßt als Gebiet, das periodisch von aufsteigenden Luftbewegungen bestrichen wird, schließt sich an an die äquatoriale Troglinie des Luftdruckes, die im Juli nach Norden und im Januar nach Süden verschoben ist und über dem Festland entsprechend größere Ausschläge macht als auf dem Meer, also eine Steigerung der Verhältnisse auf dem Meer zeigt. Analoges gilt für die Firstlinien der beiden Hochdruckgürtel. Bei der Verlagerung dieser Linien spielt außer der Land- und Meerverteilung auch der Umstand eine Rolle, daß es um den Breitenkreis 2,5° nördlich vom Äquator eine Zone geringster mittlerer Veränderlichkeit der täglichen Wärmezufuhr von der Sonne her gibt. Dieser Breitenkreis wird als Grundlinie der Kalmenzone angenommen.

F. Steinhäuser.

M. Bossolasco. Über den Salzgehalt von Meeresluft. Meteorol. ZS. 51, 84—85, 1934, Nr. 2. Der Verf. hat in Mogadiscio (2° 02' n. Br., 45° 21' E. v. Gr.) Ende Juli 1933 (SW-Monsun) 80 m vom Meer entfernt in mit Kohlensäure stark gekühlten Glasgefäßen Kondensationswasser aus der Luft aufgefangen. Die chemische Analyse ergab einen mittleren Chlorgehalt von 54,3 mg pro Liter Kondensationswasser. Dieser Wert paßt gut in die Gruppenverteilung der Salzpartikel nach H. Köhler und entspricht der größten, der vierten positiven Gruppe.

F. Steinhäuser.

Ferdinand Steinhäuser. Bemerkung zur Arbeit von E. G. Meyer: Die effektive Wärmestrahlung des Taghimmels in Abhängigkeit von Sonnenhöhe und Trübungsgrad der Atmosphäre. Gerlands Beitr. 40, 342—344, 1933, Nr. 2/3. E. G. Meyer hatte durch aktinometrische Messungen gefunden, daß die Intensität der auf die Horizontalfläche auffallenden effektiven Himmelsstrahlung mit wachsender Sonnenhöhe bis zu einem Maximum bei 30 bis 35° im Sommer zunimmt und bei höheren Sonnenständen aber wieder

abnimmt. Hier wird darauf hingewiesen, daß zumindest in den angeführten Meßreihen zur Erklärung dieses Maximums vor allem die Temperaturzunahme des Aktinometers und seine damit verbundene Ausstrahlungszunahme ausschlaggebend ist. *F. Steinhauser.*

Chr. Jensen. Strahlungsmessungen an der See. Meteorol. ZS. 50, 503—506, 1933, Nr. 12 (Vers. d. Deutschen Meteorol. Ges. Hamburg 1933). Zur Diskussion steht hier folgendes: I. Der vom Verf. gefundene und eingehend verfolgte, sich in der Verschiebung des sekundären Maximums des Arago-Punkt-Abstandes nach kleineren positiven Sonnenhöhen und in besonders kleinen Abständen bei positiven Sonnenhöhen zeigende Unterschied gegenüber den Landkurven. II. Die aus der Kombination von Bestimmungen der Abstände der neutralen Punkte, der Polarisationsgröße und der Intensität der Sonnenstrahlung usw. sehr wahrscheinlich gewordene Gegensätzlichkeit im Sinne der Verschiebung der Lage genannten Maximums in Abhängigkeit vom atmosphärischen Reinheitsgrad zu der für die Landkurven geltenden Tendenz. III. Die Frage, ob und wie weit der (auf Amrum am Wattenmeer und an offener See — Kniepsand — verfolgte) sekundäre neutrale Punkt unterm Aragosen Punkt durch zwischen Beobachter und dem Wasser liegendes Land beeinflusst wird. IV. Die bekannte Asymmetrie der Busch-schen Lemniskate und für ihre restlose Erklärung notwendig erscheinende systematische Messungen an kleinen Inseln mit weitem Seehorizont nach allen Seiten (zum Ausschluß des Einflusses verschiedener topographischer Beschaffenheit usw.). Allgemein wird die Wichtigkeit der Fortsetzung der vom Verf. auf Helgoland und auf Amrum (siehe Phys. Ber. S. 311) begonnenen Messungen betont, wobei besonders auf die Notwendigkeit genauer Kennzeichnung der Lage des Beobachtungsortes in bezug auf die für die Wirkung in Frage kommenden Wasserflächen (Bestimmung der Größe der Einflußsphäre) hingewiesen wird. Unter Berücksichtigung der von der Reflexion an größeren Wasserflächen herrührenden sogenannten positiven Polarisationskomponente (bzw. ihrer Schwächung durch unreine Luft) werden Erklärungsmöglichkeiten für die unter I. und II. bezeichneten Ergebnisse angedeutet. *Chr. Jensen.*

E. Ekhart. Zur Struktur des großen Kälteeinbruchs Ende November 1930. Gerlands Beitr. 40, 134—176, 1933, Nr. 2/3. Bei einer quasistationären Wetterlage hatte sich aus Grönland her nördlich der Britischen Inseln frische Polarluft angesammelt, deren Ausbruch nach Süden ein aus Südwest kommendes hohes Steiggebiet des Luftdruckes auslöste. Die Isochronen dieser Kältewelle werden bestimmt, eine vorher von West gegen Ost über das Nordseegebiet ziehende Okklusion und eine damit in Verbindung stehende sekundäre Kältewelle werden besprochen. Vergleiche der Aufzeichnungen verschiedener Stationen, Erklärung und Typisierung der vorkommenden Barogrammformen, eine kartographische Darstellung der Amplitude der komplexen Druckwelle und Folgerungen daraus werden mitgeteilt. Mit Hilfe der äquivalent-potentiellen Temperatur werden die thermischen Verhältnisse erläutert und die Hauptmerkmale des Polarlufteinbruchs werden an drei Profilen besprochen. Der Verf. hat zwei ihrem Sitz nach verschiedene Steiggebiete des Luftdruckes erkannt und festgestellt, daß sich die maximale Amplitude der niedrigen Druckwelle zu der der hohen wie 1 : 3 verhält. *F. Steinhauser.*

Walter Grundmann. Über die Wärmeeinstrahlung von Sonne + Himmel in Breslau-Krietern, Breslau-Stadt und auf der „Hohen Eule“. Gerlands Beitr. 40, 177—186, 1933, Nr. 2/3. Die Registrierung der Wärmeeinstrahlung erfolgte mit einem Schwarz-weiß-Bimetall-Aktinographen von Robitzsch. Es werden die Ergebnisse einer dreijährigen Registrierung am süd-südwestlich der Stadt gelegenen Observatorium Breslau-Krietern mitgeteilt und

eine zur Erfassung der Beeinflussung durch den Stadtdunst an der im Ostteil der Stadt gelegenen Technischen Hochschule angestellte Parallelregistrierungen besprochen. Die Strahlungsverminderung durch den Stadtdunst konnte so in Abhängigkeit von der Windrichtung festgestellt werden. Ein Vergleich mit den Registrierungen auf der um 725 m höher gelegenen Hohen Eule zeigt einen nur geringen Unterschied in der Wärmeeinstrahlung an beiden Orten und oftmals sogar höhere Monatssummen in Breslau, was durch kürzere Sonnenscheindauer auf der Hohen Eule bedingt ist.

F. Steinhäuser.

F. W. Paul Götz. Vergleichsmessungen der Ultraviolettabsorption horizontaler Luftschichten zwischen Arosa—Chur und Jungfrauojoch—Lauterbrunnen. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 114. Jahresvers. Altdorf 1933 [3] Sekt. Geophys., Meteorol. u. Astron. S. 340—341, 1933. In den Orten Arosa und Chur wurde das Spektrum einer Hg-Lampe im Gebiet 2300 bis 3900 Å bei einer Entfernung von 500 und 1500 m aufgenommen und daraus der Lichtverlust auf der Zwischenstrecke bestimmt. Die festgestellte Absorption zwischen 2700 und 3000 Å wird dem Ozon zugeschrieben, das beträchtliche Schwankungen zeigt, wie bereits Götz und Maier-Leibnitz (s. diese Ber. S. 93) mitteilten.

J. Böhme.

Sir Gilbert T. Walker. Seasonal Weather and its Prediction. Nature 132, 805—808, 1933, Nr. 3343. Mit Hilfe von jahreszeitlichen Änderungen der verschiedensten Elemente von Jahr zu Jahr werden Bezugspunkte und Mittelwerte festgelegt, die in Korrelation mit jahreszeitlichen Elementenwerten der einzelnen Stationen gesetzt werden, um so Isokorrelatenkarten zeichnen zu können, die eine Grundlage einer Vorhersage des jahreszeitlichen Witterungscharakters darstellen.

Fritz Hänsch.

J. Duclaux. La transparence de l'atmosphère et l'absorption par l'oxygène. Journ. de phys. et le Radium (7) 4, 625—637, 1933, Nr. 11. Die Erfahrung lehrt, daß besonders im Winter die Luftmassen eine sehr große Reinheit und Durchsichtigkeit annehmen können. Es werden zunächst die Bestandteile untersucht, die in der Luft in flüssiger oder fester Form vorhanden sind und strahlungsschwächend wirken. Schließlich wird die Absorption durch Sauerstoff behandelt und ihre experimentelle Festlegung erörtert, wobei besonders darauf hingewiesen wird, daß reine Laboratoriumsuntersuchungen sehr zweifelhaft sind. Beim Vergleich von Absorptionskoeffizienten verschiedener Wellenlängen muß vor allem die gleiche Luftmasse zugrunde gelegt werden.

Fritz Hänsch.

Ivo Ranzi. Ionospheric Investigations in Low Latitudes. Nature 133, 29, 1934, Nr. 3349. Es werden Resultate über den Ionengehalt der Atmosphäre mitgeteilt, die auf einer Expedition in Asmara (15° n. Br., 39° ö. L.) zur Erforschung der kosmischen Strahlung festgestellt wurden. Die Messungen wurden mit der Echomethode angestellt. Besonders werden die während des Tages und während der Nacht aufgetretenen Maxima und Minima angegeben.

Fritz Hänsch.

Otohiko Nomoto, Jirô Sakagami und Yoshiguki Fujii. On the Character of Vortex „To Stand Perpendicular On Walls“. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 16, 16—34, 1934, Nr. 1. Im Anschluß an experimentelle Untersuchungen von Fujiwhara werden hier die Versuche wiederholt und erweitert und ihre Resultate photographisch festgehalten. Die Apparatur wird genau beschrieben, und die Ergebnisse werden mitgeteilt. Der Behälter, in dem der Wirbel erzeugt wird, hat verschiedene Formen. Hauptsächlich ergibt sich: Der Wirbel-faden hat das Bestreben, mit seinen Enden senkrecht auf einer ebenen festen Fläche zu stehen. Ferner entwickelt er sich auf dem kürzesten Wege und dort, wo die geringsten Hindernisse sind.

Fritz Hänsch.

P. Gruner. Simultane Beobachtungen der Dämmerung im Hochgebirge und in der Tiefebene während des Polarjahres. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 114. Jahresvers. Altdorf 1933 [3] Sekt. Geophys., Meteorol. u. Astron. S. 341, 1933. *K. Jung.*

H. H. Poole and W. R. G. Atkins. Some measurements of the brightness of various parts of the sky by means of a rectifier photo-electric cell. Proc. Dublin Soc. (N.S.) 21, 1—8, 1934, Nr. 1. Die von der Weston Electric Comp. hergestellte Bergmann-Gleichrichter-Selenzelle wurde für Tageslichtmessungen im Felde sehr geeignet gefunden. Sie zeigt dieselbe Farbmempfindlichkeitskurve wie das menschliche Auge. Durch Einbau in ein Teleskop wurde sie dazu verwendet, Lichtmessungen in kleinen Himmelsbezirken durchzuführen. Wiedergegeben sind in den Meßkurven vom 8. und 9. Juni (einem Tag mit Cirrostratuswolken und einem vollkommen klaren Tag) die Änderung der Helligkeit in Meterkerzen pro Flächeneinheit mit der Höhe über Horizont für verschiedene Azimute relativ zu dem der Sonne. Im zweiten Diagramm sind dieselben Elemente aufgetragen für je einen Tag mit und ohne Nebel. *Schmerwitz.*

D. Barbier. Remarques théoriques sur la distribution de l'ozone dans l'atmosphère. C.R. 198, 1060—1062, 1934, Nr. 11. Es wird diskutiert, inwieweit es möglich ist, aus den bei verschiedenem Sonnenstand vorgenommenen Messungen der Gesamtmenge des atmosphärischen Ozons zu Schlüssen über die Höhenverteilung des Ozons in der Atmosphäre zu gelangen. Die nach einem Näherungsverfahren durchgeführte Lösung der entsprechenden Integralgleichung ergibt, daß entsprechend älteren Annahmen anderer Autoren die Hauptmenge des Ozons in einer bestimmten Höhe lokalisiert ist. Den genauen Verlauf der Dichtefunktion des Ozons für die gesamte Atmosphäre aus den vorliegenden Beobachtungswerten zu ermitteln, erweist sich als nicht möglich, da die dazu notwendige Meßgenauigkeit zur Zeit noch nicht erreicht werden kann. *Bomke.*

J. Pfaff. Ergebnisse der Messungen von Sonnen- und Himmelsstrahlung in Saarbrücken und auf dem Schaumberg. Gerlands Beitr. 41, 342—345, 1934, Nr. 3. Mit Bimetall-Aktinographen von Robitzsch wurden während der Jahre 1932 und 1933 in der Industriestadt Saarbrücken (220 m) und auf dem im Freiland gelegenen Schaumberg (580 m) Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung vorgenommen. Mit Ausnahme des Monats Juni lagen alle Monatssummen auf dem Schaumberg wesentlich höher als in Saarbrücken, besonders im Dezember und Januar, wo sie den dreifachen Wert nahezu erreichten. Auch Helligkeitsmessungen mit Graukeilphotometern von Eder-Hecht ergaben auf dem Schaumberg höhere Werte als in Saarbrücken. *F. Steinhauser.*

W. Mörikofer. Zur Klimatologie der Abkühlungsgröße (mit neuen Beobachtungsergebnissen aus der Schweiz). S.-A. Acta Davosiana 1, 24 S., 1933, Nr. 3. Die Vorzüge des Davoser Frigorimeters bestehen in der physikalisch eindeutigen Festlegung der bioklimatisch wichtigen Abkühlungsgröße, in der Eigenschaft, auch die Strahlungsvorgänge zu erfassen, und in der Möglichkeit, mit ihm sowohl Einzel- wie Durchschnittswerte dieser Abkühlungsgröße zu messen und zu registrieren. Nach Hinweis auf die biologische Bedeutung der Abkühlungsgröße (sie gibt eine Vergleichsmöglichkeit für das menschliche Wärmeregulierungsvermögen) werden Frigorimeterbeobachtungen an verschiedenen Orten methodisch behandelt. Es zeigt sich, daß eine Einteilung in Reiz- und Schonklimate allein nicht genügt, sondern noch weitere Klimaelemente (wie Sauerstoffmangel, Austrocknungsgröße und Strahlungseffekte) berücksichtigt werden müssen. *H. Ebert.*

Geophysikalische Berichte

H. Fricke. Goethe als Entdecker einer neuen Meteorologie. D. Opt. Wochenschr. **55**, 347—349, 1934, Nr. 21.

August Sieberg. Oskar Hecker zum 70. Geburtstage. Forschungen u. Fortschr. **10**, 174, 1934, Nr. 13. *H. Ebert.*

A. Berroth. Richard Schumann 70 Jahre alt. ZS. f. Geophys. **10**, Nr. 2, 2 S., 1934. *Scheel.*

H. Rauschelbach. Dr. J. P. van der Stok †. Ann. d. Hydrogr. **62**, 214, 1934, Nr. 5. *H. Ebert.*

H. U. Sverdrup. General report of the expedition. The Norwegian North Polar Expedition with the „Maud“ 1918—1925, Scient. Res. **1**, Nr. 1, 22 S., 1933. *K. Jung.*

Christian Jensen. The Polar ship „Maud“. Brief history of building and description. The Norwegian North Polar Expedition with the „Maud“ 1918—1925. Scient. Res. **1**, Nr. 2, 13 S., 1933. *K. Jung.*

H. Löschner. Querprofilaufnahme mittels Freihandhöhenwinkelmesser. ZS. f. Instrkde. **54**, 108—117, 133—137, 1934, Nr. 4 u. 5. *K. Jung.*

Erie B. Moss. An apparatus for the determination of the dew point. Proc. Phys. Soc. **46**, 450—458, 1934, Nr. 3 (Nr. 254). Zur Bestimmung der Feuchtigkeit wird die Taupunktmethode angewendet, indem das Beschlagen des abgekühlten Spiegels durch eine Photozelle angezeigt wird. Das ermöglicht eine selbsttätige Registrierung. Bei einer Luftbewegung über 200 cm/sec ist mit der Psychrometermethode eine befriedigende Übereinstimmung festgestellt. *H. Ebert.*

Walter Grundmann. Über die Prüfung von Temperaturmeßgeräten und Meteorographen. ZS. f. Instrkde. **54**, 191—198, 1934, Nr. 6. Nach einer Aufzählung der Mängel früherer Apparate wird eine verbesserte Prüfapparatur für Thermometer beschrieben. Diese besteht aus zwei durch eine Zwischenwand voneinander getrennten Kammern (Misch- und Prüfkammer), die in geeigneter Weise mit Spiritus gefüllt sind. In der Mischkammer wird die Flüssigkeit gekühlt und mittels einer Zahnpumpe in die Prüfkammer durch diesen gespritzt. Ein richtig eingestellter Kreislauf gewährleistet Temperaturkonstanz. Für Hygrometer sind Luftkammern, die abgekühlt werden, vorgesehen. Da in diese hinein wässrige Lösungen verschiedener Konzentrationen gebracht werden können, ist auch eine Feuchtigkeitsprüfung möglich. In Verbindung mit einer vom Verf. früher (siehe Phys. Ber. **13**, 113, 1932) angegebenen Barometerprüfapparatur ist eine Gesamtprüfung eines Meteorographen mit hoher Genauigkeit erreicht. *H. Ebert.*

L. Scriba. Thermohygrometer. ZS. f. Instrkde. **54**, 198—201, 1934, Nr. 6. Das vom Verf. beschriebene Thermohygrometer hat eine durch einen Haarstrang gesteuerte Thermometerkapillare als Zeiger. Dadurch wird es möglich, unter Verwendung geeigneter Kurvenscharen die Größen: Temperatur, absolute und relative Feuchtigkeit zu bestimmen. *H. Ebert.*

Leo Schulz. Verhütung von Wasserdampfansatz auf den Zählgläsern des Kernzählers und am Aktinographen nach Robitzsch. Meteorol. ZS. **51**, 156—157, 1934, Nr. 4. Als Mittel, das den Wasserdampfansatz verhindert, wurde von der I. G. Farbenindustrie ein Präparat unter der Bezeichnung S146 in den Handel gebracht, das dünn auf das Glas aufzutragen ist. *F. Steinhauser.*

Wilhelm Schmidt. Ein Verfahren zur richtigen Messung der Verdunstung von freien Wasserflächen. Meteorol. ZS. 50, 486—488, 1933, Nr. 12. (Vers. d. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Die bisherigen Verdunstungsmessungen beruhen auf Messungen mit sogenannten Verdunstungsbecken, die aber den Austausch im Wasser, d. h. die thermisch und dynamisch bedingten Austauschströmungen vollständig unberücksichtigt lassen. Die Folge davon ist eine gegenüber dem freien Wasser abweichende Temperatur im Becken. Um dem abzuweichen, werden mehrere Verdunstungswannen benutzt, die durch Streichen mit Aluminiumbronze oder durch einen schwarzen Anstrich auf verschiedenen Temperaturen gehalten werden. So traten Temperaturunterschiede von 7° auf. Um die Verdunstungsmenge zu messen, wird folgendes Verfahren benutzt: Ein unter der Wasseroberfläche endigendes dünnes Metallrohr steht in Verbindung mit einer Flasche, in der Unterdruck erzeugt wird, so daß das über dem Metallrohr befindliche Wasser in die Flasche eindringen kann, was dann gemessen wird. Die Messungen in den verschiedenen Wannen ergeben eine Kurve der Verdunstung in Abhängigkeit von der in der Verdunstungswanne herrschenden Temperatur bei der jeweiligen Witterung und dem Zeitpunkt während der Meßreihe. Aus dieser Kurve wird dann die Verdunstung bei der Temperatur der Wasseroberfläche abgelesen. Beispiele von Verdunstungsmessungen auf dem Neusiedlersee werden mitgeteilt. *Fritz Hänsch.*

J. Mc Garva Bruckshaw. An instrument for electrical prospecting by the inductive method. Proc. Phys. Soc. 46, 350—364, 1934, Nr. 3 (Nr. 254). Bei der Prüfung der Arbeitsbedingungen der induktiven Methode nach Bieler-Watson zu geophysikalischen Untersuchungen ergibt sich, daß das horizontale und vertikale Magnetfeld nicht immer zeitlich um genau 90° verschoben sind. Es wird daher ein Instrument entwickelt, das die beiden Felder vollständig nach Größe und Phase miteinander vergleichen kann, wobei die Komponenten an Potentiometern ablesbar sind. Schaltung und Aufbau werden besprochen, die Fehlerquellen, wie Lage der Suchspulen, Induktivität der Potentiometer, Eigenkapazität der Spulen, Temperatur- und Frequenzeinfluß erörtert. Die Eichung des Apparates ergab befriedigende Ergebnisse. *W. Hohle.*

William Herbert Hobbs. The glaciers of mountain and continent. Science (N. S.) 79, 419—422, 1934, Nr. 2054. Drei Arten von Gletschern werden unterschieden: Berggletscher, Kontinentgletscher, Eiskappengletscher. Sie werden hinsichtlich ihrer Größe, Gestalt, Ernährungsweise, inneren Bewegung und der Skulptur des Felsuntergrundes beschrieben. *K. Jung.*

V. Altberg. Sur la glace de fond. C. R. Leningrad 2, 170—172, 1934, Nr. 3, französisch; russisch S. 168—170.

Karl Krejci-Graf. Zur Geochemie der Ölfeldwasser. Petroleum 30, Nr. 18, S. 1—18, 1934. *H. Ebert.*

G. C. Laurence and F. B. Friend. Tests for mesothorium in radium from Labine Point, Great Bear Lake. Canad. Journ. Res. 10, 332—334, 1934, Nr. 3. Eine 50 mg-Probe Radium-Bromid (Abstammung: Echo Bay, Canada) wurde mit der γ -Absorptionsmethode auf Verunreinigungen durch MsTh untersucht. Innerhalb der Versuchsfehler wurde kein MsTh gefunden. Dies wird durch die chemische Untersuchung bestätigt. *K. W. F. Kohlrausch.*

I. D. Kurbatov. High concentrations of radium and mesothorium I in nature and regularity of their migration. Journ. phys. chem. 38, 521—532, 1934, Nr. 4. 1. Es wird über das hochkonzentrierte Vorkommen von Ra und MsTh I in natürlichen Wässern berichtet; in Salzwässern, die mit Petro-

leumbecken in Verbindung stehen, wurden bis zu $1,8 \cdot 10^{-8}$ g Ra und $2 \cdot 10^{-2}$ g MsTh I (Th-Einheiten) im Liter Wasser gefunden. 2. Es wird eine Methode zur gleichzeitigen Bestimmung von Ra, MsTh I, Th X, RdTh beschrieben. 3. Die Gegenwart von Sulfationen beeinflusst die hohe Konzentration von Ra oder MsTh I in natürlichen Wässern nicht. 4. Der Betrag von RdTh steht nicht im radioaktiven Gleichgewicht mit MsTh_{ausw}.

K. W. F. Kohlrausch.

M. N. S. Immelman. A Determination of the Radium-Content of Some South African Granites. Phil. Mag. (7) 17, 1038—1047, 1934, Nr. 115. Es wird eine verbesserte Methode zur Aufschließung der auf Radioaktivität zu untersuchenden Gesteinsproben beschrieben; mit dieser Methode wird der Ra-Gehalt von 22 Proben bestimmt und zwischen $1,1$ und $3,5 \cdot 10^{-12}$ pro Gramm Gestein gefunden.

K. W. F. Kohlrausch.

Hans Steche. Beiträge zur Frage der Strukturböden. Leipziger Ber. 85, 193—272, 1933, Nr. 4.

H. Ebert.

M. Murevskis. Bemerkungen zu Wilh. Wundts „Änderungen der Erdalbedo während der Eiszeit“. Meteorol. ZS. 51, 151—152, 1934, Nr. 4. Wundt hatte berechnet, daß die Ausdehnung der stark reflektierenden Schnee- und Eisfläche während der Eiszeit eine Vermehrung der Erdalbedo auf der Nordhalbkugel um 3,9 % und auf der Südhalbkugel um 2,3 % und dadurch eine Senkung der mittleren Temperatur um 4° bewirkte. Der Verf. weist darauf hin, daß bei dieser Berechnung die Berücksichtigung der Tagessumme der Insolation von wesentlicher Bedeutung ist und findet damit eine Vergrößerung der Erdalbedo zur Eiszeit um 2,6 % und eine Verringerung der Temperatur um $3,2^{\circ}$. Das gegenwärtig im Jahresdurchschnitt von Schnee und Eis bedeckte Gebiet beträgt 5,7 %, zur Eiszeit betrug es 13,5 % der gesamten Erdoberfläche. *F. Steinhauser.*

M. Gotô and K. Mayekawa. On the series resonance phenomena occurring in the reactor-earthed system and methods of preventing it. Res. Electrot. Lab. Tokyo Nr. 359, 87 S., 1933. (Japanisch mit englischer Übersicht.) Eine theoretische Abhandlung über das im Titel genannte Problem. Für eine Reihe praktischer Fälle ist die numerische Berechnung durchgeführt.

W. Schneider.

Nagaho Mononobe. Ultimate Strength of Building Structures against Earthquake. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 35—43, 1934, Nr. 1. Es wird die Bewegung eines Hauses, die durch ein Beben hervorgerufen wird, unter bestimmten Voraussetzungen berechnet. Einmal wird das Haus als vollkommen starr und nur der Boden als nachgiebig angesehen. Das andere Mal ist es umgekehrt. Aus den Bewegungen werden dann die zusätzlichen Spannungen berechnet.

W. Schneider.

Takeo Suzuki. Report of the Strong Noto Earthquake of Sept. 21, 1933. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 44—51, 1934, Nr. 1. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Am 21. September 1933 ereignete sich ein schweres Erdbeben auf der Halbinsel Noto. Das Epizentrum des Bebens wurde ermittelt aus den Zerstörungen, die es in den Dörfern des Epizentralgebietes angerichtet hatte. Es lag etwa $37^{\circ} 4'$ nördlicher Breite und $136^{\circ} 57'$ östlicher Länge. Die seismische Intensität wurde auf VIII oder IX der Rossi-Forel-Skala geschätzt. An einigen Stellen traten nach dem Beben Änderungen des Grundwasserstandes ein. Es wurde vielfach beobachtet, daß sich Grabsteine auf ihrem Sockel gedreht hatten. Das Hauptbeben sowie die Nachbeben waren von starkem Donner begleitet. Eine Reihe von Abbildungen veranschaulichen die besonderen Schäden an Häusern und Risse im Erdboden, die dieses Beben verursacht hat.

W. Schneider.

Charles Davison. *The Lunar Periodicity of Earthquakes.* Phil. Mag. (7) 17, 737—752, 1934, Nr. 114. Die Untersuchungen des Verf. zeigen, daß in der Häufigkeit der Beben Perioden von 29,6, 14,8 und 7,4 Tagen auftreten. In den 29,6-tägigen Perioden fällt das Maximum in der Regel in die Zeit des Neu- oder Vollmondes. Die Zeit des Neumondes ist ein wenig gegenüber der des Vollmondes bevorzugt. In den 14,8-tägigen Perioden fallen die Maxima entweder in die Zeit des Neu- und Vollmondes oder in die Zeit des ersten und letzten Viertels. Zwischen der Phase des Mondes und der Häufigkeit der Beben besteht nun folgende Beziehung: Fallen die Maxima der 29,6-tägigen Periode auf die Zeit des Neumondes, so fallen die Maxima der 14,8-tägigen Periode gewöhnlich auf die Zeit von Neu- und Vollmond. Fallen dagegen die Maxima der 29,6-tägigen Periode in die Zeit des Vollmondes, so fallen die Maxima der 14,8-tägigen Periode in die Zeit des ersten und letzten Viertels der Mondphase. Diese Beziehung hängt offenbar mit dem Ursprung der Beben zusammen. Wenn Beben durch Elevation der Erdkruste verursacht werden, dann koinzidieren die Maxima der 29,6-tägigen Periode mit Neumond und die der 14,8-tägigen Periode mit Neu- und Vollmond. Ist die Ursache von Beben eine Depression der Erdkruste, dann koinzidieren die Maxima der 29,6-tägigen Periode mit Vollmond und die der 14,8-tägigen Periode mit dem ersten und letzten Viertel der Mondphase.

W. Schneider.

Chûji Tsuboi. *Undulatory Deformation of the Earth's Crust along the Japanese Sea Coast of Honsyû, the Main Island of Japan.* Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 76—78, 1934, Nr. 2. Aus den Nivellierungen in den Jahren 1887—1899 und denen in den Jahren 1921—1930 ist zu erkennen, daß sich die japanische Küste zwischen Hamada und Sibata nicht als Ganzes gesenkt oder gehoben hat. Es ist vielmehr so, daß sich einzelne Teile verschieden stark gesenkt und andere sogar gehoben haben, so daß man von einer wellenförmigen Veränderung der Erdkruste sprechen kann. Falls diese Beobachtungen auch anderweitig gemacht werden, dann muß man nach Ansicht des Verf. annehmen, daß die mechanischen Eigenschaften der Erdkruste auf verhältnismäßig kleinen Gebieten starken Schwankungen unterworfen sind.

W. Schneider.

Takeo Suzuki. *A Study on the Initial Motion of Earthquakes.* Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 15—18, 1934, Nr. 1. Der erste Einsatz eines Bebens gibt vielerlei Aufschlüsse über Beben. Es werden deshalb eine Reihe von Beben, die auf einer Station sowohl von einem Seismometer als auch von einem Beschleunigungsmesser aufgezeichnet wurden, untersucht. Die Beben hatten eine Epizentralentfernung von rund 160 km. Da der erste Einsatz in der vertikalen ausgeprägter ist als in den horizontalen Komponenten, wird sich auf die vertikale Komponente beschränkt. Es zeigt sich, daß der erste Einsatz mit einem Ausschlag beginnt, der bei beiden Apparaten dieselbe Richtung hat. Dem ersten Maximum in den Aufzeichnungen des Seismometers entspricht ein zweites Maximum in den Aufzeichnungen des Beschleunigungsmessers. Die beiden Maxima, die sich zeitlich entsprechen, haben aber entgegengesetzte Richtung. Es wird nun versucht, einen formelmäßigen Ausdruck zu finden, der diese beiden Eigenschaften hat. Der Verf. gibt hierfür an $x = e^{-at^2}$. Dieser Ausdruck beschreibt also nach den vorliegenden Untersuchungen den ersten Einsatz eines Bebens am besten.

W. Schneider.

R. Einaudi. *Sulla propagazione della onde sismiche.* Lincei Rend. (6) 19, 33—37, 1934, Nr. 1. Die erste Hauptwelle eines Erdbebens, die horizontal-transversal verläuft, wurde von Love nach einem Vorschlag von Wiechert durch wiederholte Reflexionen an den beiden Grenzflächen der Erdrinde erklärt und berechnet. Da die so berechneten Wellen jedoch nicht mit Bedingungen an der

Erdoberfläche verträglich sind, wurde vom Verf. nach dem allgemeinen Typus der Wellen gesucht, die vom Hypozentrum ausgehen und sich frei an der Erdoberfläche ausbreiten. Die Rechnung ergibt, daß die einzigen Wellen, die diesen Bedingungen genügen, horizontal-transversal verlaufen und daher der ersten Hauptwelle entsprechen. Eine genaue Prüfung dieses Resultats mit der Erfahrung wurde nicht durchgeführt. Jedoch scheint dem Verf. die Tatsache für seine Auffassung zu sprechen, daß die erste Hauptwelle von den Vorläufern, die nach seinen Rechnungen die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit haben, oft nur schwer zu trennen ist.

Schön.

Kôichi Kani. The Measurements of the Viscosity of Basalt Glass at High Temperatures. I u. II. Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 29—32, 79—82, 1934, Nr. 1 u. 2. Es wird ein Torsionsviskosimeter beschrieben, mit dem die Zähigkeit von vier Basaltschmelzen bei Temperaturen von 1150 bis 1450° gemessen werden. Das Viskosimeter wurde mit Stärkelösungen geeicht, die vorher in einem Kapillarviskosimeter mit der Zähigkeit von Wasser verglichen waren. Die Ergebnisse werden in Form von Diagrammen, Tabellen und chemischen Analysen der Basalte angegeben. Der Größenordnung nach entspricht die Zähigkeit der Basaltschmelzen bei 1300° etwa der von handelsüblichen Natrongläsern bei derselben Temperatur. Man wird die Zähigkeit der untersuchten Schmelzen nicht ohne weiteres derjenigen von Magma gleichsetzen dürfen, da das Magma noch eine beträchtliche Menge von flüchtigen Bestandteilen enthält. Aber voraussichtlich ist die Zähigkeit des Magma nicht größer als die der untersuchten Schmelzen.

Erk.

Annual report of the director of the department of terrestrial magnetism. S.-A. Year Book Nr. 32, for the year 1932—33, S. 213—264, 1933.

H. Ebert.

J. A. Fleming and H. D. Harradon. Fifth general assembly of the Association of Terrestrial Magnetism and Electricity at Lisbon, Portugal, September 14 to 23, 1933. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 1933, S. 313—322, Dez. Ein Bericht über die Tätigkeit der elektrischen und magnetischen Abteilung auf der 5. Generalversammlung der Internationalen Union für Geodäsie und Geophysik in Lissabon.

Schmerwitz.

Th. Koulomzine und N. Bondaletoff. Eine neue Methode für sehr präzise magnetische Messungen. ZS. f. Geophys. 10, 85—93, 1934, Nr. 2. Die Arbeit zeigt ein Verfahren, wie man bei magnetischen Feldmessungen des Vertikalgradienten „mit Methode und Geduld zu einer Genauigkeit von weniger als 1 γ auch mit den alten Modellen der Schmidtschen Feldwaage kommen kann“. Durch gleichzeitige Messung an zwei Basispunkten werden die Fehler des Nullpunktsganges, der durch äußere Einflüsse verursacht wird, berechnet und ausgeschaltet. Praktische Auswertungen zeigen die Brauchbarkeit des Verfahrens. Anschließend werden, als Lösungen von drei Gleichungen mit drei Unbekannten, die Formeln auch auf Messungen mit drei Basisapparaten erweitert.

Schmerwitz.

E. Kohl. Zur Frage der mit dem temperaturkompensierten Magnetsystem erreichbaren Meßgenauigkeit. ZS. f. Geophys. 10, 93—94, 1934, Nr. 2. Es wird dargelegt, in welcher Weise sich für eine vom Verf. vorgenommene magnetische Feldvermessung eine mittlere Gesamtmeßgenauigkeit von $\pm 2,50 \gamma$ ergeben hat.

Schmerwitz.

J. A. Fleming. Terrestrial magnetism. Smithsonian Miscell. Coll. 88, 575—591, 1933. Der Sonderdruck enthält Teile des Tabellenwerkes (Smithsonian Physical Tables) über den Erdmagnetismus. Tabelle 723 bis 739 gibt Zahlenwerte

über das magnetische Potential, Lage der Pole, Isogonen-, Isoklinen-, Isodynamen- und Isoporen-Karten der Erde, die Säkularvariationen für das Jahr 1925, mittlere Jahreswerte der magnetischen Elemente aller Observatorien bis 1931. *Schmerwitz.*

M. A. Tuve. The energy acquired by a Dirac isolated magnetic pole in a magnetic field. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 1933, S. 260—261, Sept. Es werden mit den noch hypothetischen isolierten einquantigen Dirac-Magnetpolen Berechnungen ihrer enorm hohen Geschwindigkeiten in einfachen Magnetfeldern mitgeteilt. *Schmerwitz.*

J. Rothé. Sur le magnétisme des basaltes d'Alsace. C. R. 198, 1443—1444, 1934, Nr. 16. Magnetische Vermessungsergebnisse des Elsaß, die mit einer Schmidtschen Waage erhalten wurden, werden hier auf ihre geologischen Ursachen, hinsichtlich des offenen Basaltvorkommens und des unterirdischen Zusammenhanges, ausgewertet. *Schmerwitz.*

C. L. Alexanian. Etablissement de la carte des anomalies de la composante verticale du champ magnétique terrestre dans les Vosges. C. R. 198, 1715—1717, 1934, Nr. 19. Mit dem Haalckschen magnetischen Variometer wurden im Elsaß die Anomalien der Vertikalkomponente gemessen. Eine verkleinerte Kartenwiedergabe der Anomalien in Intervallen von 50 zu 50 γ , auf Grund der mit 10 γ Abstand gezeichneten Originalkarte, gibt Veranlassung zu geologischen Vermutungen. *Schmerwitz.*

C. C. Ennis. Graphical aids in the reduction of magnetic observations. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 1933, S. 331—333, Dez. Angabe einer graphischen Methode zur Auswertung der Registrierungen der täglichen Schwankungen des magnetischen Erdfeldes. *O. v. Auwers.*

T. Alty and F. J. Wilson. Height of the Aurora in Canada. Nature 133, 687—688, 1934, Nr. 3366. Aus der im Winter 1932/33 in Saskatoon aufgenommenen Verteilungskurve der Nordlichterscheinungen als Funktion der Höhe ergibt sich, daß die untere Grenze der Zone, in der die Nordlichtbogen- und -bänder am häufigsten auftreten, etwa 105 km beträgt. Es sind aber auch gelegentlich zwei Bänder in nur 60 km Höhe beobachtet worden. Die Höhenberechnungen werden nach der Netzkartenmethode von Harang und Tonsberg ausgeführt. Hier-nach scheint in Westkanada die untere Nordlichtgrenze tiefer zu liegen als in Norwegen. *Zeise.*

O. H. Gish. Effects of turbulent air-flow in some apparatus used in atmospheric-electric measurements. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 1933, S. 257—259, Sept. Auf Grund von Berechnungen für Ionen mit der Beweglichkeit von 1,5 cm/sec pro Volt/cm muß die Sättigungsspannung nahe bei 400 Volt liegen, während sie in Versuchen zwischen 200 und 80 Volt gefunden wird. Zum Teil gestützt auf Erfahrungen verschiedener Autoren wird diese Unstimmigkeit mit Turbulenzströmungen in den Ionenzählern in Zusammenhang gebracht. Es wird nachgerechnet, daß die Reynoldssche Zahl in den vorliegenden Fällen immer überschritten ist. Genauere experimentelle Untersuchungen der Vorgänge werden vorbereitet. *Schmerwitz.*

O. H. Gish. Atmospheric electricity. Smithsonian Miscell. Coll. 88, 596—598, 1933. Der Sonderdruck enthält Teile der Tabellen des Tabellenwerkes (Smithsonian Physical Tables) über die atmosphärische Elektrizität, Tabelle 748 bis 752 mit einer kurzen Einleitung, einige feststehende elektrische Daten, Ionen-gleichgewicht in der Atmosphäre, Gewitterelektrizität und Ladungsmenge für Regen- und Schneeteilchen. *Schmerwitz.*

S. S. Kirby, L. V. Berkner and D. M. Stuart. Studies of the ionosphere and their application to radio transmission. Proc. Inst. Radio Eng. 22, 481—521, 1934, Nr. 4. Nach einem historischen Überblick wird der derzeitige Stand der Erfahrung sowie die Methoden der Erforschung der Verhältnisse in der Ionosphäre dargelegt. Neben den Hauptschichten E , F_1 und F_2 mit mittleren Höhen von 120, 180 und 240 km gibt es weitere Schichten, die alle in bezug auf Schichthöhe, Elektronendichte, Mehrfachreflexionen, Schichthöhensprüngen usw. einen komplizierten täglichen und jährlichen stellenweise unregelmäßigen Gang zeigen. *Hermann Schaefer.*

Tomozo Nakai. On directional observation of long-distance short-wave stations and the relation between directional deviation and scattering in the ionosphere. Rep. Radio Res. Japan 3, 251—258, 1933, Nr. 3. Die Ergebnisse von Richtungsbeobachtungen, die seit Herbst 1932 mit Hilfe weit entfernter Kurzwellenstationen außerhalb des Sprungbereiches angestellt wurden, werden mitgeteilt. Es wurde festgestellt, daß die Wellen aus Richtungen ankamen, die um mehr als 10° oder sogar um Vielfache dieses Wertes von der geodätischen Richtung zu fast allen Zeiten des Tages abwichen. Vermutlich werden die Wellen durch Ionisationsschichten in der Nähe der Sendestation in verschiedener Weise zerstreut. *Schmerwitz.*

Minoru Nakai and Minoru Nakagami. On the transmission of short waves through the north polar night zone. Rep. Radio Res. Japan 3, 259—266, 1933, Nr. 3. Die Arbeit bildet einen vorläufigen Bericht der Verff. über Feldstärke- und Richtungsmessungen, die Dezember 1932 bis Februar 1933 mit Kurzwellen ausgeführt wurden. Die Sendestationen befanden sich in New York und Rio de Janeiro, womit in beiden Fällen anzunehmen war, daß die Kurzwellen ihren Weg über die Polarnachtzone am Nordpol nehmen würden. Es zeigte sich jedoch, daß die Wellen immer aus ganz unerwarteten Richtungen eintrafen. Die Kurzwellen scheinen demnach die Polarzone nur sehr schwer durchschreiten zu können. *Schmerwitz.*

Jean Lugeon. Les parasites atmosphériques polaires. C. R. 198, 1712—1714, 1934, Nr. 19. Während des Polarjahres ließ der Verf. auf der Insel des Ours in Tromsø und Jablonna (Polen) durch Messungen für zwölf Monate den Mittelwert der täglichen Kernzahl in der Atmosphäre bestimmen. In den wiedergegebenen Kurven findet sich eine Bestätigung seiner Theorie. *Schmerwitz.*

K. Berger. Die Gewittermessungen der Jahre 1932 und 1933 in der Schweiz. Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. 25, 213—229, 1934, Nr. 9. *H. Ebert.*

Hisashi Noto. Some Studies on Thunderstorms. Part. I. (Report of the Observation of Lightnings.) Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 16, 177—199, 1934, Nr. 5. Die Zahl der Entladungen in einem Gewitter kann 200 und mehr erreichen. Bei einem entfernten Gewitter gingen die Blitze von dem engen Mittelteil einer Cumulo-Nimbus-Wolke aus. In unmittelbarer Nähe lassen sich nicht so viel Blitze beobachten als in größerer Entfernung. Die Maximalzahl der an einem Blitz beobachteten Teilentladungen betrug 6, die Maximallänge 9 km, die größte Hörweite 20,5 km. Die Blitzdauer wurde als Mittelwert von 808 Fällen zu $0,2 \cdot 10^{-3}$ sec bestimmt. Das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Teilentladungen betrug etwa 0,02 sec im Mittel. *Schmerwitz.*

Johannes Fischer. Das elektrische Feld der Gewitterwolke. Phys. ZS. 35, 398—403, 1934, Nr. 10. Die von Ollendorf durchgeführten theoretischen Rechnungen beruhen auf einem Ersatz der Gewitterwolke durch eine Dipol-

scheibe. Vom Verf. wird diese hier durch eine Kreisscheibe ersetzt, in der auch eine radiale Feldänderung zugelassen ist. Das Feld läßt sich hiermit durch elementare Funktionen darstellen. So ergeben sich übersichtliche Erklärungen der grundlegenden Erscheinungen und einfache mathematische Beziehungen für Lage und Größe des Höchstwertes der Feldstärke auf der Erdoberfläche in Abhängigkeit von dem Verhältnis der Wolkenhöhe zu dem Wolkenradius. *Schmerwitz.*

B. Walter. Über eine mit geschwenkter Kamera aufgenommene bemerkenswerte Blitzphotographie. *Meteorol. ZS.* **51**, 139—144, 1934, Nr. 4. Es werden die zeitliche Aufeinanderfolge der einzelnen Teilentladungen und die wahrscheinliche zeitliche und örtliche Zusammengehörigkeit der einzelnen im photographischen Bild festgehaltenen Zweige des Blitzes untersucht. Es zeigte sich dabei als interessante neue Erscheinung, daß mitten in eine von der Wolke zur Erde führende Blitzbahn etwa ein zehntel Sekunde später ein Blitz aus einer anderen Stelle der Wolke her einschlug und dann der vorgebildeten Bahn zur Erde folgte. *F. Steinhäuser.*

H. P. Berlage, Jr. Further researches into the possibility of long-range forecasting in Netherlands India. *Magnetisch en Meteorol. Observat. te Batavia, Verhandelingen* Nr. 26, 29 S., 1934. *Bleischmidt.*

R. Pyrkosch. Über neuere Forschungen auf dem Gebiete der kosmischen Strahlung. *ZS. f. Unterr.* **47**, 111—116, 1934, Nr. 3. Bericht. *H. Ebert.*

C. W. Gilbert. The Production of Showers by Cosmic Radiation. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **144**, 559—573, 1934, Nr. 853. Mit einer der Anordnung von Rossi (*ZS. f. Phys.* **82**, 151, 1933) und Fünfer (ebenda **83**, 92, 1933) ähnlichen Apparatur wurden auf dem Jungfraujoch (3500 m) die durch Schauer bedingten Dreifachkoinzidenzen hinter Blei gemessen. Es ergab sich ein Koinzidenzmaximum hinter 2,2 cm Blei, während Rossi und Fünfer in Seehöhe das Maximum bei 1,6 cm fanden. Verf. erklärt diese Diskrepanz durch Übergangseffekte in der Atmosphäre. Eine Bleiunterlage konstanter Dicke bewirkt eine Koinzidenzzunahme, die Verf. in Abweichung von Fünfer (*ZS. f. Phys.* **83**, 92, 1933) solchen Teilchen zuschreibt, die durch Schauer in der Unterlage ausgelöst werden. Die Zahl der Schauer bei Bleiunterlagen verschiedener Dicke erreicht bei 0,6 cm Blei einen Sättigungswert. Vergleichsmessungen auf dem Eigergletscher (2300 m) und in Zürich (500 m) zeigten, daß die Zahl der Schauer mit der Höhe etwa proportional der Strahlungsintensität zunimmt. Verf. schließt aus seinen Versuchen, daß die Schauer (Elektronenpaare) durch eine Sekundärstrahlung von kleiner Reichweite ausgelöst werden. Die primäre Höhenstrahlung hätte nach einer Überschlagsrechnung 10^{10} e-Volt. *Erwin Mielnickel.*

Ralph D. Bennett. Incipient Arcs in Ionization Chambers. *Phys. Rev.* (2) **45**, 491—492, 1934, Nr. 7. Millikan, Anderson und Neher hatten vermutet, daß die „Hoffmannschen Buckel“, die bei Untersuchungen über die Höhenstrahlung gefunden worden sind, auf instrumentalen Störungen beruhen, dadurch hervorgerufen, daß die Entladung in den hohen Feldstärken durch Stoßionisation an die Grenze der Lichtbogenbildung gelangt. Verf. diskutiert diese Möglichkeit für die bei den Untersuchungen verwandten Geigerschen Zähler mit 30 Atmosphären Druck und einigen hundert Volt Spannung und kommt zu dem Ergebnis, daß keine haltbare Annahme über die Dichte der Raumladungen im Zähler der Compton-Bennett- und ähnlicher Typen zu Feldstärken führt, die zur Stoßionisation nötig sind. Bei den Zählern nach Millikan-Neher liegt eine entfernte Möglichkeit dafür vor, daß Gradienten vorkommen könnten, die

der Durchschlagsspannung gefährlich nahe liegen. Diese Zähler sollten also daraufhin geprüft werden, ehe sie für statistische Messungen verwandt werden. Hiernach kann die Annahme starker Schauer kosmischer Strahlen nicht als Instrumentenfehler beiseite geschoben werden.

Güntherschulze.

J. Clay. Results of the Dutch cosmic-ray expedition 1933. Briefly communicated. *Physica* 1, 363—382, 1934, Nr. 5. Verf. berichtet über die in Amsterdam, Bandoeng und auf Fahrten zwischen Amsterdam und Batavia durchgeführten Messungen an Höhenstrahlung. Für diese Messungen wurde eine besondere Anordnung entwickelt, die bei hinreichender mechanischer Unempfindlichkeit eine Meßgenauigkeit von $\frac{1}{2} \text{ ‰}$ zuließ. Für den Breiteneffekt erhielt Verf. die bekannte Intensitätsverteilung mit einem Maximum in Äquatornähe. Absorptionsmessungen in Wasser, Luft und Blei ergaben von Genua bis Colombo eine Härtezunahme der Strahlung um 10%. Auch die Höhenfahrten bestätigten, daß die Zusammensetzung der Strahlung in den Tropen eine andere ist, als in unseren Breiten. Bemerkenswert ist dagegen ein Intensitätsmaximum in 250 m Wassertiefe, das in der Regenerschen Kurve nicht zum Ausdruck kommt. Verf. vergleicht dieses Maximum mit der Ionisationszunahme am Bahnhende von α - und β -Strahlen und erblickt hierin eine Stütze der Korpuskulartheorie. Für die Strahlungsschwankungen werden nicht nur Druckschwankungen, sondern auch elektrische Felder in Regenwolken verantwortlich gemacht. Die mit Vierfachkoinzidenzen durchgeführten Richtungsmessungen ergaben Teilchenmaxima in Westen und Osten und beweisen somit erneut die Existenz positiver und negativer Korpuskeln in der Höhenstrahlung. Hinsichtlich des Vorzeichens der Mengenverhältnisse bedürfen die Schlußfolgerungen jedoch einer Korrektur, nachdem Störmer nachgewiesen hat, daß Lemaître und Vallarta in ihren Rechnungen ein Vorzeichenfehler unterlaufen ist.

*Erwin Miehl*nickel.

G. A. Suckstorff. Die Höhenverteilung der Erd-, Luft- und Höhenstrahlung. Auszug aus der Berliner Dissertation. *ZS. f. Geophys.* 10, 95—111, 1934, Nr. 2. Mit Strahlungsapparaten nach Kolhörster hat Verf. die Höhenabhängigkeit der Erdstrahlungs-Intensität bis 180 m Höhe untersucht. Die Messungen liefern den Nachweis einer Streustrahlung in Luft. Weiter konnte bei Flugzeug- und Ballonaufstiegen in derselben Weise die Intensität der Höhenstrahlung neu vermessen werden. Bis 7,5 km Höhe ergab sich im Mittel gute Übereinstimmung mit den Messungen von Kolhörster. Darüber fanden sich jedoch wesentlich größere Intensitätswerte, die zudem stark um eine mittlere Kurve schwankten. Der Absorptionskoeffizient fällt dabei größer aus als nach den früheren Messungen, und hängt in anderer Weise von der Höhe ab. Diese Abweichungen werden durch den Einfluß der Luftstrahlung erklärt, die entgegen der bisherigen Annahme mit der Höhe stark zunimmt. Die Absorption dieser Strahlung ist von derselben Größenordnung wie die der bekannten radioaktiven Elemente. Als Strahlungsquelle betrachtet Verf. die meteorologisch bedingte Anwesenheit aktiver Substanzen in den Sperrschichten der Atmosphäre (große Inversion). Zur Erklärung der Herkunft dieser Substanzen greift Verf. auf die alte Hypothese von Gockel und Linke und die von Bongards über die Anreicherung aktiver Massen in der Stratosphäre zurück. (Vgl. auch das folgende Referat.)

*Erwin Miehl*nickel.

G. A. Suckstorff. Bericht über die Messungen der Höhenstrahlung während der Fahrt des Freiballons „Deutschland“ am 24. März 1933. *Phys. ZS.* 35, 368—372, 1934, Nr. 9. Bei einer Ballonfahrt bis 9,75 km Höhe ergab sich eine stärkere Strahlungszunahme mit der Höhe, als aus den früheren Messungen folgte. Zudem ist die Strahlungsintensität starken

Schwankungen unterworfen. Der Absorptionskoeffizient besitzt neben dem Maximum in 6,5 km Höhe (Kolhörster) ein zweites bei 1,5 km. Verf. deutet diese Ergebnisse durch Strahlung radioaktiver Substanzen in den Sperrschichten der Atmosphäre (s. vorstehendes Referat). *Erwin Miehlnickel.*

Werner Kolhörster. Untersuchungen an extrem gefilterten Höhenstrahlen. ZS. f. Phys. 88, 536—549, 1934, Nr. 7/8. Mit zwei Koinzidenz „G“-Anordnungen wurde das Vorkommen koinzidierender Höhenstrahlen aus vorwiegend vertikalen Richtungen nach Filterung mit 500 und 600 m Wasseräquivalent nachgewiesen, für 1000 m Wasseräquivalent wahrscheinlich gemacht. Es gibt also Höhenstrahlen, die mehr als 600 m Wasser zu durchsetzen vermögen. Sie unterscheiden sich bis auf ihr außerordentlich hohes Durchdringungsvermögen kaum wesentlich von den am Erdboden beobachteten. Ihr Absorptionskoeffizient wird zu $(\mu/\rho)_{\text{H}_2\text{O}} > 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, also als zehnmal härter als die bisher gefundenen härtesten Höhenstrahlen bestimmt, ihre Intensität beträgt 1% der gesamten am Erdboden gemessenen Höhenstrahlen. Diese härtesten Höhenstrahlen zeigen wie das weichere Gemisch den „ α “- und „ γ “-Effekt. Die Linearität beider Effekte in erster Näherung wurde experimentell gefunden. *Kolhörster.*

I. S. Bowen. The Path of a Secondary Cosmic-Ray Charged Particle in the Earth's Magnetic Field. Phys. Rev. (2) 45, 349—351, 1934, Nr. 6. Es wird untersucht, inwiefern sich der Breiten effekt und die azimutale Asymmetrie der Höhenstrahlen durch Sekundärteilchen hoher Energie erklären lassen, welche durch Höhenstrahlenphotonen in der Erdatmosphäre ausgelöst werden. Theoretische Überlegungen ergeben, daß die Intensitätsabnahme zum Äquator hin viel größer ist, als daß sie durch die Einwirkung des erdmagnetischen Feldes auf so gebildete Sekundärstrahlen erklärt werden könnte. Auch die beobachtete Ost-West-Asymmetrie kann nur so erklärt werden, wenn man den Überschuß der positiven über die negativen Teilchen Q geeignet wählt. Die geringe Asymmetrie in höheren Breiten erfordert jedoch ein so kleines Q , daß der angeführte Mechanismus ungeeignet erscheint, die gesamte, in niederen Breiten beobachtete Asymmetrie zu erklären. *Kolhörster.*

A. H. Compton and R. J. Stephenson. Cosmic-Ray Ionization at High Altitudes. Phys. Rev. (2) 45, 441—450, 1934, Nr. 7. Im Zusammenhang mit Darlegungen von Eckert wird gezeigt, wie aus dem Verlauf der Druckionisationskurve bei Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung in der Atmosphäre auf die Art der Strahlen geschlossen werden kann, wenn Übergangseffekte durch genügende Panzerung ausgeschlossen werden. Die von Settle und Fordney auf ihrem Stratosphärenflug am 20. November 1933 mit einer Comptonionisationskammer von 3 mm Stahlwandung, 2,4 Atmosphären Argonfüllung, 6 cm Bleipanzern zwischen 5 bis 80 cm Hg-Druck gemessenen Werte zeigen, daß die Strahlung aus Korpuskeln besteht. Die Intensitäten lassen sich gut in Übereinstimmung bringen mit den Hochgebirgsmessungen der Verff. und mit Ergebnissen von Flugzeugmessungen von Mott-Smith und Howell mit 2,5 bzw. 4,7 cm Bleifilterung, 1,3 cm Stahlwandung zwischen 62 und 28 cm Hg. Bei etwa 25 cm Hg tritt ein ausgeprägter Buckel in der Druckionisationskurve auf. Dieser zeigt sich, aber bei 35 cm Hg, wenn mit ungeschirmten Apparaten gearbeitet wird, bereits in den Daten von Kolhörster, Regener, Piccard, dürfte also reell sein, ist jedoch bei Bowen, Millikan und Neher (Messungen unter 42° magn. Breite) sowie Mott-Smith und Howell nur schwach angedeutet. Eine graphische Analyse nach Groß ergibt Strahlen zweierlei Reichweite. Gruppe B hat mindestens 27 cm Hg Reichweite mit ausgeprägtem Maximum bei 36 cm (vgl. W. Kolhörster, Naturw.

19, 574, 1931) und besteht aus Protonen oder Positronen, nicht aber aus α -Teilchen oder schweren Kernen. Gruppe A ist viel weicher, das Maximum überschreitet nicht 10 cm Hg, ist vom Erdfeld nicht beeinflusst, also entweder ungeladen oder das Verhältnis von Ladung zur Masse ist gleich oder größer als bei α -Teilchen. Diese Strahlen treten wahrscheinlich nur in der oberen Atmosphäre auf. Vergleicht man die Intensitätskurven am Äquator mit denen aus höheren geomagnetischen Breiten, so zeigt sich die hier wie dort angetroffene Strahlung bezüglich Absorption und Übergangseffekte ganz ähnlich. Der größte Teil der zur Erde gelangenden Höhenstrahlen besitzt also ähnlichen Charakter wie die vom Erdfeld abgelenkten, höchstwahrscheinlich sind es Protonen. Primäre Photonen spielen höchstens eine ganz untergeordnete Rolle. (Wegen des Vorzeichenfehlers in der Theorie von Lemaitre und Vallerta spricht die azimutale Asymmetrie für das Überwiegen negativer Teilchen, nicht positiver wie bisher angenommen, Ref.)
Kolhörster.

W. E. Danforth and M. R. Lipman. Experiments on the distribution of low-energy cosmic rays in the atmosphere. Journ. Franklin Inst. 217, 73—78, 1934, Nr. 1. Zwischen zwei dünnwandige Zählrohre wurden analog dem Bothe-Kolhörsterschen Versuch absorbierende Messingplatten von 4 bzw. 2 gm/cm² gebracht und die Abnahme der Höhenstrahlenkoinzidenzen bestimmt. Daraus wird unter plausiblen Annahmen errechnet, daß das Energiespektrum der sekundären Höhenstrahlen sich bis auf wenigstens $5 \cdot 10^6$ e-Volt erstreckt und daß die Intensität der Strahlen, welche Energien zwischen 5 bis $10 \cdot 10^6$ e-Volt besitzen, ungefähr $1/8$ der gesamten Strahlen mit Energien über 10^7 e-Volt beträgt. *Kolhörster.*

W. F. G. Swann. Measurement of the ionization per centimeter of path by individual secondary cosmic rays. Journ. Franklin Inst. 217, 79—86, 1934, Nr. 1. Vgl. American Physical Society New York Meeting 24. 2. 1933; American Philosophical Society Philadelphia Meeting 22. 4. 1933; Phys. Rev. 15. 12. 1933 und diese Ber. S. 817.
Kolhörster.

V. Masuch. Erdstrahlungsmessungen in Bad Nauheim nach der Gammastrahlenmethode. ZS. f. Geophys. 10, 112—118, 1934, Nr. 2. Es wurden radioaktive Profile nach der γ -Strahlmethode in Bad Nauheim aufgenommen und die Ergebnisse auf geologische Zusammenhänge besprochen. Zu den Messungen dienten zwei Strahlungsapparate nach Kolhörster. Gleichfalls mit der γ -Strahlmethode wurden die Aktivitäten der Sole und der Trinkbrunnen sowie des Usawassers gemessen. Während die Sinterablagerungen besonders hohe Aktivitäten zeigten, erwiesen sich die Wässer selbst als nur schwach radioaktiv. *Kolhörster.*

R. B. Seymour Sewell. The John Murray Expedition to the Arabian Sea. Nature 133, 669—672, 1934, Nr. 3366.
H. Ebert.

H. U. Sverdrup. Meteorology. Part I. Discussion. The Norwegian North Polar Expedition with the „Maud“ 1918—1925, Scient. Res. 2, XV u. 331 S., 1933. Part II. Tables. Ebenda 3, IX u. 527 S., 1930. Teil I enthält folgende Kapitel: I. Beobachtungen in höheren Luftschichten. II. Temperatur. III. Druck. IV. Wind. V. Feuchtigkeit der Luft. VI. Niederschlag. VII. Reifbildung. VIII. Nebel. IX. Wolken und Wolkenbildung. X. Luftströmung.
H. Ebert.

Henryk Arctowski. Sur le rôle de la stratosphère dans les variations climatiques. S.-A. Comm. Inst. Géophys. Univ. Lwów Nr. 85, S. 193—226, 1934.

Wilhelm Schmidt. Hochgebirgsklima und Technik. Naturwissensch. 22, 381—384, 1934, Nr. 22/24.
H. Ebert.

J. Boerema. Daily forecast of windforce on Java. Magnetisch en Meteorol. Observat. te Batavia, Verhandelingen Nr. 27, 6 S., 1934. Es werden Versuche des Meteorologischen Observatoriums in Batavia mitgeteilt, die Windstärke für den folgenden Tag vorauszusagen. *Blechschmidt.*

Ferd. Travniček. Die merkwürdigen säkularen Änderungen der barometrischen Unruhe und Windgeschwindigkeit von Bremen. Ann. d. Hydrogr. 62, 162—165, 1934, Nr. 4. Der säkulare Gang der interdiurnen Luftdruckveränderlichkeit ist dem in Salzburg und Wien ähnlich, dagegen zeigt der Gang der Windgeschwindigkeiten für den Küstenstreifen, auf dem Bremen liegt, abweichendes Verhalten. Eine Erklärung hierfür wird darin gesehen, daß sich in Bremen die säkularen „Zusatzeffekte“ vielleicht nicht, wie in den Alpen, von unten nach oben, sondern von oben nach unten entwickeln möchten. *H. Ebert.*

F. Raethjen. Theorie der Fronten und Zyklonen. Ausblick und Übersicht. Meteorol. ZS. 50, 450—454, 1933, Nr. 12. (Vers. d. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Ausgehend von den Ergebnissen Refsdals, die im wesentlichen thermodynamisch begründet sind, werden einige hydrodynamische Probleme des Zirkulationsmechanismus erörtert. Zunächst wird das Ähnlichkeitsprinzip behandelt, um dann näher auf Gleichgewichtsstörungen einzugehen. Es ergibt sich folgender Gleichgewichtssatz: Bei sämtlichen Vorgängen der atmosphärischen Zirkulation tritt eine erhebliche Störung des dynamischen Gleichgewichtes nur dann ein, wenn Kondensationen auftreten und feuchtlabile Energie frei wird. Diese Fragen führen zum Problem der Kurz- und Langfristprognosen. Auf weitere in Vorbereitung befindliche Arbeiten wird hingewiesen: 1. Die Böenfront als fortschreitende Umlagerungswelle. 2. Die Aufgleitfront, ihr Gleichgewicht und ihre Umlagerung. 3. Die Zyklonen und ihre troposphärischen Energiequellen. *Fritz Hänsch.*

F. Raethjen. Die Böenfront als fortschreitende Umlagerungswelle. II. Teil. Die dynamische Unsymmetrie und der Einfluß der Erdrotation. Meteorol. ZS. 51, 53—62, 1934, Nr. 2. Als Fortsetzung einer früheren Arbeit wird in einem weiteren Abschnitt die Einwirkung des Niederschlages behandelt. Die Last des Niederschlages bewirkt Druckerhöhung, und andererseits ruft sie dadurch eine Fortbewegung der Böenfront hervor. Neben einem Druckeffekt ist auch ein Temperatureffekt vorhanden, der eine Abkühlung bis zu 5° bedingen kann. Durch Überlagerung der Druck- und Temperaturstörung beim fallenden Niederschlag ergibt sich die sogenannte Drucknase beim Einsetzen einer Böe. Es wird dann auf die Beschleunigung der Horizontalströmung im gestörten Druckfeld eingegangen. Im nächsten Abschnitt über den Einfluß der Erdrotation auf das Druck- und Strömungsfeld der Böenfront werden die Helmholtzsche symmetrische Zyklone und die zyklonale Strömung der Böenfront behandelt, woraus sich verschiedene Sätze über die Wirkung der Erdrotation ergeben: Die Corioliskraft der Erdrotation leistet keine Arbeit. Die in der Böe freiwerdende Energie wird unter dem Einfluß der Erdrotation im Rücken der Böe aufgespeichert. Durch die zyklonale Strömung wird die dynamische Gleichgewichtsstörung vermindert, die Umlagerung und Wiederherstellung des Gleichgewichtes verzögert. Im Normalfall der von West nach Ost fortschreitenden Böenfront bewirkt die Erdrotation ein breites nordsüdliches Vorstoßen der Kaltluft auf der Rückseite der Front. *Fritz Hänsch.*

J. Letzmann. Einige Ergebnisse experimenteller Wirbelforschungen. Meteorol. ZS. 50, 462—466, 1933, Nr. 12. (Vers. d. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Besonders wird auf die Bedeutung der dritten Dimension beim Wirbelproblem hingewiesen. Bei der Umkehrung des Helmholtz'schen Ausflußwirbels ergibt sich zunächst: Ein stabiler Wirbelstrom entsteht, wenn eine allge-

meine Wirbelung von einem Vertikalstrom überlagert wird, und vor allem, wenn der Vertikalstrom zentriert angeordnet wird. Eine wesentliche Rolle spielt die Übergangszone zwischen Kern und Mantel, die als Zwischenschicht in die Betrachtungsweise eingeführt wird. Bei stabilen Wirbeln muß ein durchgehender Vertikalstrom selbst Energien führen und diese auf den Wirbel übertragen. Der Sitz der Energiemenge liegt in der Zwischenschicht. Um das zu erhärten, werden Versuche geschildert, bei denen eine Scheibe mit Blenden von verschiedener Größe in das Wirbelfeld gebracht wird.

Fritz Hänsch.

M. Möller. Bemerkung zum Experimentalvortrage von J. Letzmann über Wirbelforschung. Meteorol. ZS. 50, 466, 1933, Nr. 12. (Vers. d. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Es werden Ergänzungen zu dem von Letzmann vorgeführten Versuch über die Verlängerung des Wirbels nach unten gemacht, die auch aus Beobachtungen an Wasserwellen Bestätigung finden.

Fritz Hänsch.

H.-J. Bullig. Über die Aufeinanderfolge typischer Großwetterlagen und ihre Verwendbarkeit für langfristige Wettervorhersagen. Meteorol. ZS. 50, 470—472, 1933, Nr. 12. (Vers. d. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Zur Untersuchung werden die Jahre 1894 bis 1911 herangezogen, und zwar die Monate September bis März. Es werden Druckanomalien festgestellt, um so eine gewisse Beharrungstendenz zu erkennen. Im Verlauf der Arbeit ergeben sich vier Anomalientypen. 1. Nordtyp: positive Anomalie in nördlichen Breiten, 2. Nordosttyp: negative Anomalie von Südwesten nach Nordosten, 3. Südtyp: positive Anomalie in südlichen Breiten, 4. Nordwesttyp: negative Anomalie von Südosten nach Nordwesten. Diese Reihenfolge stellt in den meisten Fällen den Entwicklungsgang der Großwetterlage in direkt aufeinanderfolgenden Monaten dar. Beim Übergang von einem Typ zum anderen treten Störungsintervalle auf. Die Dauer der einzelnen Typen zeigt aber eine außerordentliche Beharrungstendenz der Großwetterlage, woraus auf außertroposphärische Ursachen geschlossen wird. Die Ergebnisse sollen einen Beitrag zur Lösung des Problems der Langfristprognosen darstellen.

Fritz Hänsch.

R. Scherhag. Zur Theorie der Hoch- und Tiefdruckgebiete. Die Bedeutung der Divergenz in Druckfeldern. Meteorol. ZS. 51, 129—138, 1934, Nr. 4. Der Verf. weist auf Beziehungen zwischen Strömungsfeld in der Höhe und Drucktendenzen hin. Einer Konvergenzzone der oberen Strömung entspricht ein Drucksteiggebiet, einer Divergenzzone ein Fallgebiet. Dieses Prinzip wird angewendet zur Erklärung der Entstehung der Zyklonen an Frontalzonen, der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Windscheiden, der Beschleunigung und Druckänderung an Fronten, von Wettertypen und von stationären und wandernden Druckgebilden. Als Konsequenzen des Divergenzprinzips der Höhenwinde werden Regeln zur Vorhersage der Wetterentwicklung aufgestellt.

F. Steinhauser.

E. Reichel. Bemerkungen über die Niederschlagsverteilung in den östlichen Zentralalpen. Meteorol. ZS. 51, 144—148, 1934, Nr. 4. Nach eingehender Untersuchung der Homogenität der Niederschlagsreihe vom Sonnblick (3106 m) von 1891 bis 1932 wird auf Grund der neuen Ergebnisse der Messungen mit Niederschlagssammlern ein Normalwert für die Tauernhöhen abgeleitet. Mit Verwendung der neuen Messungen mit Sammlern im Sonnblickgebiet und in den Oetztaleralpen wurden die Niederschlagshöhen in 1100, 1700 und 2100 m getrennt für Nord- und Südseite des zentralen Ostalpenzuges bestimmt.

F. Steinhauser.

Heinrich Winter. Beitrag zum aerologischen Studium der Vb-Wetterlagen. Meteorol. ZS. 51, 153—155, 1934, Nr. 4. Die Verarbeitung der Pilotierungsergebnisse des Feldwetterdienstes aus dem Jahre 1917 in Polen

ergab folgendes: Wenn über Italien ein Tief lag, das in den nächsten 24 Stunden die V b-Straße zog, fand sich über Polen eine Rechtsdrehung des Windes mit Geschwindigkeitszunahme nach oben bis 3000 m. Am Boden waren E- und SE-Winde. Die Rechtsdrehung des Windes über Polen fehlte aber, wenn das Tief aus Italien nicht die V b-Straße zog. Diese Feststellungen sind von prognostischem Wert.

F. Steinhauser.

Daniel Chalonge, F. W. Paul Götz et Étienne Vassy. Mesures simultanées de la teneur en ozone des basses couches de l'atmosphère à Jungfraujoch et à Lauterbrunnen. C. R. 198, 1442, 1934, Nr. 16.

H. Ebert.

D. Chalonge, F. W. Paul Götz und E. Vassy. Simultanmessungen des bodennahen Ozons auf Jungfraujoch und in Lauterbrunnen. Naturwissensch. 22, 297, 1934, Nr. 19. Zwei Beobachtergruppen, die gleichzeitig auf beiden Stationen arbeiteten, haben mit Objektivprisma und Quarzoptik das Spektrum eines Wasserstoffkontinuums aus Entfernungen von 300 bis 1800 m aufgenommen. Als Ergebnis wird folgende Zusammenstellung des Ozongehalts mitgeteilt (Einheit 10^{-4} cm reines Ozon pro Kilometer Luft):

	1933, August:	18.	19.	21.	23.	24.	25.	26.	27.	28.	29.	30.	31.
Lauterbrunnen		14	16	11	26	19	20	—	—	15	14	18	19
Jungfraujoch		—	—	27	—	35	25	33	24	35	33	—	—

Ausführliche Veröffentlichungen sollen an anderer Stelle erscheinen.

K. Jung.

F. W. Paul Götz. Neue Arbeiten zum Ozonproblem. Meteorol. ZS. 50, 455—457, 1933, Nr. 12. (Vers. d. Meteorolog. Ges. Hamburg 1933.) Es wird kurz über eigene Untersuchungen berichtet, die im wesentlichen auf Messungen in Spitzbergen und Arosa beruhen. Das bisherige Material kann zunächst nur einen Temperaturwert erbringen, der ein Integral über die ganze Ozonschicht hinweg bedeutet. Eine wesentliche Rolle spielt dabei die vertikale Ozonverteilung. Die Ozonbestimmung geschieht durch Messung von Sonnen- und Zenitlicht. Beide Methoden ergeben weitere, voneinander unabhängige Daten. Gegenüber bisherigen Anschauungen liegt der Schwerpunkt der Ozonschicht nur in 20 bis 25 km Höhe, und zwar in sämtlichen Breiten. Zur Untersuchung des Ozons aus den Kurven der Zenithelligkeit werden für den Ozonbetrag verschiedener Schichten Unbekannte eingeführt, deren Gleichungen numerisch gelöst werden. Zum Schluß wird die Ultraviolettabsorption bodennaher Luftschichten behandelt.

Fritz Hänsch.

E. O. Hulburt. The Absorption of Heat Rays by Fog. Physics 5, 101—102, 1934, Nr. 4. Messungen von Granath und dem Verf. (Phys. Rev. 34, 140, 1929) über die Absorption ultraroter Strahlung durch Nebel haben gezeigt, daß die Strahlung im Gebiet oberhalb 3μ eine Nebelschicht etwas besser durchdringt als sichtbares Licht. In der vorliegenden Arbeit wird das Wellenlängengebiet bis auf 7μ ausgedehnt. Strahler und Empfänger sind 400 m voneinander entfernt. Die Kurve der Durchlässigkeit einer Nebelschicht dieser Länge für die 7μ -Strahlung in Abhängigkeit von der Sichtweite wird angegeben. Für Nebel der Sichtweite 600 m und für die Wellenlängen 0,6, 1, 3 und 7μ betragen die Entfernungen, die nötig sind, um das Licht auf den hundertsten Teil zu schwächen, bztl. 910, 970, 980 und 1140 m.

Tingwaldt.

F. Albrecht. Theoretische Untersuchungen über den Strahlungsumsatz in Wolken. Meteorol. ZS. 50, 478—486, 1933, Nr. 12. (Vers. d. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Es werden die Strahlungsverhältnisse bei bewölktem Himmel rechnerisch erfaßt. In Anlehnung an frühere Untersuchungen werden Differentialgleichungen aufgestellt, wobei auf die Änderung der Reflexion besondere Rücksicht

genommen wird. Es ergibt sich zunächst, daß das von der Wolke durchgelassene Licht im Falle keiner Absorption lediglich von der Dichte der Wolke abhängig ist. Weiter wird auf die Intensität der durchgelassenen Strahlung in dem Gebiet eingegangen, in dem der Wasserdampf absorbiert. Unter Berücksichtigung von Tröpfchengröße, Absorption, Reflexion, Einstrahlung, Ausstrahlung und Einfallswinkel der Sonnenstrahlung wird eine Strahlungsbilanz für eine Wolkenschicht aufgestellt.

Fritz Hänsch.

C. L. Pekeris. Note on Brunt's formula for nocturnal radiation of the atmosphere. *Astrophys. Journ.* **79**, 441—447, 1934, Nr. 4. Die von Brunt empirisch aufgestellte Formel $R = \sigma T^4 (a + b \sqrt{p})$ befriedigt alle zugänglichen Beobachtungsreihen, wie von Brunt gezeigt wurde. Zweck vorliegender Untersuchung ist die theoretische Bestätigung der Abhängigkeit R von \sqrt{p} . Ausgeführt wird dies durch Bestimmung der Strahlungsintensität $I(\nu, T)$ mit Hilfe des *Dennis*schen Absorptionskoeffizienten einer Rotationslinie und den *Fowles*schen Daten über die Gesamtaborption der Wasserdampfbanden $0,8 \mu$, q ($0,93 \mu$) und Φ ($1,13 \mu$).

Sättele.

Daizo Nukiyama. On the Transmissibility of the Visible Light through a Cloud of Particles. (Part III). (Scattering of Light from Particles.) *Rep. Aeron. Res. Inst. Tōkyō* **8**, 61—100, 1933, Nr. 2 (Nr. 98). Im Anschluß an frühere Untersuchungen wird eine besondere photographische Methode beschrieben, die es gestattet, die relative Intensitätsverteilung von Strahlen zu messen, die an Wolken von Weihrauch und NH_4Cl eine Brechung erfahren. Die sich ergebenden Verteilungskurven zeigen Brechungsminima bei bestimmten Brechungswinkeln, die abhängig von der Teilchengröße und den optischen Konstanten des Materials sind. Im allgemeinen verändert sich die rückwärtige Brechung um so mehr, je größer die Wellenlänge des auffallenden Strahles wird. Graphische Darstellungen veranschaulichen die experimentellen Resultate.

Fritz Hänsch.

Walter E. Bernheimer. Die Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung (λ 3200) in der Zeit von April 1925 bis Juni 1933. *Wiener Ber.* **142** [2a], 449—456, 1933, Nr. 9/10. Untersucht wird das abweichende Verhalten genannter Strahlung aus den *Pettits*schen thermoelektrischen Messungen gegenüber der aus photoelektrischen Messungen anderer Autoren. Die Zusammenfassung des ganzen Materials ergibt einen Gang mit dem Trübungsfaktor und dem Transmissionskoeffizienten, so daß geschlossen wird, daß die amerikanischen Messungen nicht auf Luftmasse $m = 0$ reduziert sind und keine extraterrestrischen Schwankungen darstellen. Untersuchung des Materials auf Zusammenhang mit der Fleckenfähigkeit bzw. der Solarkonstanten läßt, aus den angegebenen Korrelationskoeffizienten zu schließen, keine reelle Beziehung erkennen, obwohl solche theoretisch zu erwarten. Daraus wird ebenfalls geschlossen, daß die *Pettits*schen ultravioletten Schwankungen nicht reellen Strahlungsschwankungen der Sonne entsprechen.

Sättele.

M. Bender und F. Krüger. Registrierungen und Vergleichsmessungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung mit kugelförmigen Kadmiumzellen. *Phys. ZS.* **35**, 321—328, 1934, Nr. 8. Die Verwendung der nach Angabe der Verff. von der Firma Otto Preßler, Leipzig, hergestellten kugelförmigen Kadmiumzellen zur Dauerregistrierung der Gesamtstrahlung (Sonne und Himmel) im medizinisch und biologisch wichtigen Gebiet zwischen 325 und 295μ beseitigt den bei den bisher — namentlich mit Erfolg von *Dorno* — benutzten Zellen unvermeidbaren Übelstand der Beschattung

eines Teiles des Kadmiumbelages sowie der Bestrahlung verschieden großer Teile bei verschiedenem Sonnenstande. Nach eingehender Prüfung der Zellen auf gleichmäßige photoelektrische Empfindlichkeit auf den verschiedenen Seiten der Kugel und auf gleiche Dicke der umgebenden Uviolglaskugel mittels der bei hinreichender Intensität eine genügend konstante und bei gleicher Stromstärke genau definierte (bis ungefähr 280 m μ Wellenlänge) Ultraviolettstrahlung aufweisenden Vitalux-Lampe der Osram-Gesellschaft wurden die Zellen dem Greifswalder Breitengrad entsprechend unter einem Winkel von 54° auf einem mattgeschwärzten, völlig geschlossenen Metallkasten auf das als Registrierapparat dienende Mekapion der Firma S. Strauß, Wien, aufgesetzt. Nach durchaus befriedigendem Ausfall der Prüfung der Isolation des Mekapions allein und des Mekapions mit der Zelle zusammen und nachdem die Prüfung mittels der Vitalux-Lampe das gleichmäßige Funktionieren des Mekapions mit Dosismesser gezeigt hatte, konnten die Registrierungen beginnen. Zunächst handelte es sich nur darum, Relativwerte der Ultraviolettstrahlung zu erhalten. Als Maß diente die während eines Tages auf dem Papierstreifen des Dosismessers abgelesene Länge in Millimetern, und zwar wurden zunächst nur argongefüllte Zellen verschiedener Empfindlichkeit benutzt. Abgesehen von durch die jeweilige Witterung bedingten Schwankungen zeigt sich z. B. in überraschender Deutlichkeit die allmähliche Abnahme der Strahlungssummen vom August bis zum November 1933. Äußerst lehrreich sind vor allem die Vergleichsmessungen verschiedener, teils im Vakuum befindlicher, teils argongefüllter Zellen. Das Bestreben der Verf. richtete sich vor allem auf die Erreichung gleicher Empfindlichkeitskurven, die natürlich am ehesten bei Herstellung von Vakuumzellen unter gleichen Bedingungen zu erwarten war. Das Nähere muß aus der Arbeit ersehen werden. Nur sei noch erwähnt, daß eine Übereinstimmung hinsichtlich der Lage der Empfindlichkeitskurven zweier Zellen keineswegs die Gleichheit der Absolutwerte bedingt, daß aber eine verschiedene Absolutempfindlichkeit durch Einstellung des am Mekapion angebrachten Mekapions ausgeglichen werden konnten.

Chr. Jensen.

Mishio Ishimoto et Motoharu Kimura. Construction d'un appareil analyseur en fréquence et son application aux inscriptions sismographiques. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 19—34, 1934, Nr. 1. Es wird ein Apparat zur Analyse von Seismogrammen beschrieben.

W. Schneider.

Walter Hansen. Bemerkungen zu den Korrektionsformeln für das Tiefsec-Umkippthermometer. Ann. d. Hydrogr. 62, 145—147, 1934, Nr. 4. Die Berichtigungsförmel für das Tiefsee-Umkippthermometer (geschützt sowohl wie ungeschützt) bezüglich des herausragenden Fadens wird theoretisch in ihrer Näherung weitergeführt.

H. Ebert.

H. Bongards. Zellulosehaut zur Feuchtigkeitsmessung. Meßtechnik 10, 64—68, 1934, Nr. 4. Zellulosehydrathäutchen, die für Wasserdampf durchlässig sind, für trokene Luft aber nicht, eignen sich wegen ihrer hohen Druckfestigkeit zur Verwendung an Dampfdruckmeßgeräten. Verf. gibt einige Anregungen, wie solche Anwendungsmöglichkeiten sein könnten.

H. Ebert.

Kurt Egloff. Über das Klima im Zimmer und seine Beziehungen zum Außenklima, mit besonderer Berücksichtigung von Feuchtigkeit, Staub- und Ionengehalt der Luft. Diss. Zürich, 84 S., Jahreszahl nicht ersichtlich. Es sind vergleichende Innen- und Außenklima-Beobachtungen angestellt; dabei hat sich der Verf. auf die vergleichende Festlegung der luftklimatischen Faktoren beschränkt. Vom Strahlungsklima sind nur die Helligkeit, nicht aber die invisiblen Strahlungsmomente berücksichtigt. Beobachtet sind die Lufttemperatur, Luftfeuchtigkeit, Abkühlungsgröße, Helligkeit; ferner sind Staubteilchen, Kondensationskerne und Ionen gezählt.

H. Ebert.

Geophysikalische Berichte

W. Schmidt. Das Bioklima als Kleinklima und Mikroklima. Bioklimat. Beibl. 1, 3—6, 1934, Nr. 1. Die Bioklimatologie als Lehre von den Einflüssen der Naturkräfte auf das organische Leben erfordert andere Methoden als die allgemeine Großraumklimatologie einerseits in der Verarbeitung, andererseits in der Beobachtung. Das eine ist Aufgabe der Kleinklimatologie, die wohl die gewohnten Instrumente übernimmt, die Verteilung der Beobachtungsstellen aber den neuen Forderungen nach Aufdeckung der räumlichen Unterschiede anpaßt, in statistischen Zusammenstellungen zum Beispiel mehr Gewicht auf Angabe von Extremen und Häufigkeitsverteilungen als auf Mittelwerte legt. Das zweite ist Aufgabe der Mikroklimatologie, die zur Erfassung der feinsten klimatischen Einzelheiten auf kleinem Raum neue, möglichst empfindliche Instrumente benötigt, um durch den Meßvorgang die natürlichen Verhältnisse nicht zu stören. Aufgaben der Bioklimatologie in den verschiedenen Zweigen der Naturwissenschaften und Medizin werden angeführt.

Ferd. Steinhauser.

P. Terebesi. Aufsuchen versteckter Periodizitäten. ZS. f. Geophys. 9, 313—323, 1933, Nr. 6/8. Die bisher vorhandenen Methoden zur Auffindung versteckter Perioden aus einem gegebenen Funktionsverlauf werden zunächst behandelt, um dann auf die Periodogrammanalyse einmal theoretisch, zum andern auf ihre rein instrumentelle Durchführung mit dem Analysator nach Mader-Ott einzugehen. In einem weiteren Kapitel wird die Algebrisierung nach Felix Bernstein näher erörtert und schließlich in einem letzten Teil die Destillation nach Nikolaus Bernstein. Alle Methoden werden miteinander verglichen und ihre Genauigkeit festgestellt. Ein Beispiel veranschaulicht schließlich noch das ganze.

Fritz Hänsch.

Leo Wenzel Pollak. Das neue klimatologische (bioklimatische) Ultraviolett-Dosimeter der L. G. Farbenindustrie Ammoniak-Laboratorium Oppau. Gerlands Beitr. z. Geophys. 41, 458—465, 1934, Nr. 4.

Dede.

E. Hasché. Zum Auswertungsverfahren von Effektiv-Pyranometer-Registrierungen. Meteorol. ZS. 51, 192, 1934, Nr. 5. Für den Fall, daß es genügt, nur den Fehler des Endergebnisses bei Auswertungen von Effektiv-Pyranometer-Registrierungen zu wissen, wird eine einfache Formulierung der Fehlerfunktion und ein abgekürztes Auswertungsschema angegeben.

F. Steinhauser.

E. Kleinschmidt. Die Temperaturkorrektur der Stationsbarometer mit nicht verschiebbarer Teilung. Meteorol. ZS. 51, 194—195, 1934, Nr. 5. Die Korrektur, die wegen Niveauänderungen des Quecksilbers durch Temperatureinfluß notwendig ist, kann annähernd vermieden werden, wenn das Barometer so konstruiert wird, daß das Quecksilbervolumen gleich wird dem Produkt aus dem mittleren Barometerstand und dem Querschnitt der Rohrerweiterung.

F. Steinhauser.

M. Bender. Vergleichsmessungen registrierender kugelförmiger Cadmiumzellen. Bioklim. Beibl. 1, 34—35, 1934, Nr. 1. Vergleichsmessungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung mittels zweier kugelförmiger Cadmiumzellen mit gleichen Empfindlichkeitskurven ergaben bei Registrierung der Tagessummen mit dem Strausschen Mekapion Unterschiede von nur einigen Prozenten, also befriedigende Übereinstimmung. Nach Verbesserung der Registriervorrichtung werden nun nicht nur Tagessummen, sondern auch Stunden- bzw. Momentanwerte erhalten.

F. Steinhauser.

C. W. Lutz. Aufzeichnung der elektrischen Raumladung der Luft. Gerlands Beitr. z. Geophys. 41, 416—428, 1934, Nr. 4. Bei Registrierungen der elektrischen Raumladung der Luft nach dem Käfigverfahren von W. Thomson treten Störungen vor allem durch die Kontaktpotentialdifferenzen zwischen den einzelnen Metallteilen auf, die vom Verf. untersucht wurden. Die Einrichtung der Registrierapparatur wird beschrieben. Die Potentialsonde selbst übt keinen störenden Einfluß aus. Der Voltaeffekt und seine Abhängigkeit von Luftfeuchtigkeit und fortschreitender Oxydation werden quantitativ bestimmt und Mittel zur Beseitigung von Störungsquellen angegeben. *F. Steinhauser.*

Walter Grundmann. Ein verbesserter Haarhygroph. Ann. d. Hydrogr. 62, 206—208, 1934, Nr. 5. Dem Haarhygrometer ist eine Regenerier- und Waschvorrichtung beigegeben, die aus einer Aluminiumtrommel besteht, in welche zur Regenerierung ein mit saugfähigem Stoff (Mull) umkleideter Bronzenetzylinder eingeschoben wird. Die Haarharfe kann in einen passenden Galgen gespannt werden. Zum Reinigen wird der Netzzylinder herausgenommen. Die Trommel mit Wasser gefüllt und kräftig geschüttelt. Auch ein Nachjustieren ist mit dieser Trommel möglich. *H. Ebert.*

W. M. Thornton. A new method of measuring adsorbed moisture films on non-conductors. Journ. Inst. Electr. Eng. 74, 448—452, 1934, Nr. 449. Die Änderung des Widerstandes an einer isolierenden Oberfläche infolge Schwankungen des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft wird an einem Quarz-Ellipsoid, aufgehängt zwischen zwei Platten im geschlossenen Glasgefäß, beobachtet. Die Gleichungen für den Polarisations- und den Leitungsstrom, sowie für den Widerstand einer Wasserhaut auf glasiertem Porzellan werden abgeleitet. Es ist möglich, mit Hilfe dieser Anordnung ein elektrisches Hygrometer zu bauen, das auch als Alarmgerät hergerichtet werden kann (siehe diese Ber. 12, 1494, 1931). *H. Ebert.*

N. N. Kalitin. Die Genauigkeit der Schätzung der Bewölkung. Ber. d. geophys. Zentralobs. Leningrad 1933, Nr. 1; nach einem Bericht von S. Škreb in der Meteorol. ZS. 51, 235—236, 1934, Nr. 6. Der Verf. hat seine Schätzungen der Bewölkungsgröße mit den planimetrischen Auswertungen von Himmelsaufnahmen mit einer Hüllschen Wolkenkamera verglichen und im Mittel eine Differenz von 1 % festgestellt. Kleine Bewölkung wird etwas unterschätzt, größere etwas überschätzt. Die größte Differenz betrug 17 %. *F. Steinhauser.*

F. Höndorf. Zur Frage des Auswiegens von Schwebeballonen. Meteorol. ZS. 51, 231—233, 1934, Nr. 6. Der Verf. zeigt, daß das adiabatische Temperaturgefälle im Innern und dasjenige in der Umgebung des Ballons praktisch einander gleich sind. Was den Strahlungseinfluß anbelangt, so zeigt sich, daß die tatsächlich auftretenden Eigenbewegungen auch nach Abschätzungen mit ungünstigen Annahmen noch klein gegenüber den gemessenen Vertikalgeschwindigkeiten der Luft sind. *F. Steinhauser.*

P. Moltechanoff. Bemerkungen zum Artikel von F. Höndorf. Meteorol. ZS. 51, 233, 1934, Nr. 6. Durch Strahlungswirkung wird die Ballonhülle und damit auch das Gas erwärmt und der ausgewogene Ballon muß steigen, und da er, was besonders zu beachten ist, labil ist, muß er immer größere Geschwindigkeit annehmen. Bei gewöhnlichen steigenden Pilotballonen kommt die Strahlungswirkung nicht so sehr zur Geltung, da durch die Ventilation beim Aufsteigen die Ballontemperatur der umgebenden Luft angeglichen wird. *F. Steinhauser.*

C. Kassner. Zur Geschichte des Regenmessers. Meteorol. ZS. 51, 235, 1934, Nr. 6. Schon im Jahre 1774 wurde von Cotte die Vorschrift gegeben, den Regenmesser „genügend frei und doch windgeschützt“ aufzustellen. *F. Steinhauser.*

C. G. Abbot. The rotation of the earth. *Science* (N.S.) **79**, 454, 1934, Nr. 2055. W. F. Fletcher macht darauf aufmerksam, daß infolge der Erwärmung am Tage die Atmosphäre auf der Abendseite höher sein muß als auf der Morgenseite der Erde. Der von der Sonnenstrahlung ausgeübte Lichtdruck muß infolgedessen auf die Abendseite stärker wirken als auf die Morgenseite, wodurch die Erdrotation beschleunigt wird. Die Frage ist, ob dieser Effekt oder die Bremsung durch die Gezeitenreibung überwiegt.

K. Jung.

Hans Stille. Zur Frage der transatlantischen Faltenverbindungen. *Berl. Ber.* 1934, S. 156—169, Nr. 11. Es wird der Teil des Atlantikgebietes behandelt, durch den schon sehr früh in der geologischen Vorzeit Meeresverbindungen von Europa nach Amerika gegangen sind, zeitweilig aber auch festländische Verhältnisse herrschten. Das Problem, daß die alpidischen Faltungen nicht in den atlantischen Anteil der alten mittelmeeisch-antillischen Meeresregion eingetreten sind, scheint nunmehr auch für die variskischen Falten zu bestehen. Im Gegensatz zur eurasiatischen und auch zur westindischen Tethys wäre also das atlantische Zwischenstück schon sehr früh kratonisch gewesen. Wie den Gesamtatlantik, so durchzieht auch den frühatlantischen Raum zwischen Europa und dem nördlichen und mittleren Amerika die atlantische Mittelschwelle. Dieser hervortretenden Erscheinung in der heutigen Morphologie des Atlantik gegenüber fehlen im frühatlantischen Raum jegliche morphologischen Züge, die man als Restformen älterer amerikanisch-europäischer Gebirgsverbindungen ansprechen könnte.

Fritz Hänsch.

R. A. Hirvonen. The continental undulations of the geoid. *Veröffentl. d. Finnischen Geodät. Inst.* Nr. 19, 89 S., 1934. Unter Benutzung alles erreichbaren Beobachtungsmaterials hat der Verf. aus Freiluftwerten der Schwerkraft den Abstand des Geoids vom internationalen (Hayfordschen) Ellipsoid nach der Stokes'schen Formel soweit bestimmt, als es die Verteilung und Zuverlässigkeit der Schweremesungen zuläßt. Wo das Beobachtungsmaterial keinen verwendbaren Schwerewert ergab, wurde es durch berechnete Schwerewerte ergänzt, die teils einem streng isostatischen Aufbau der Erdkruste entsprechen, teils zwischen solchen Werten und Beobachtungswerten vermitteln. Nach den Ergebnissen liegt das Geoid im östlichen Atlantik und Europa etwa 60 m, im westlichen Pazifik auf der Route von Vening Meinesz bis zum 210. Längengrad etwa 70 m, im Golf von Mexiko etwa 25 m über dem Ellipsoid; unter dem Ellipsoid liegt das Geoid in Turkestan, im Himalayagebiet, in Indien und auf dem Indischen Ozean um etwa 40 bis 80 m, auf dem östlichen Pazifik und in Nordamerika etwa 30 bis 50 m; die größte Abweichung des Geoids vom Sphäroid beträgt 115 m (40° Nord, 70° Ost). Aus der Gestalt des Geoids wird auf eine Elliptizität des Äquators geschlossen, der Halbachsenunterschied beträgt 139 m, die große Achse liegt in 19° westlicher Länge. Die Veröffentlichung enthält die Theorie, genaue Angaben über die Bearbeitung des Beobachtungsmaterials, den Gang der Rechnung und eingehende Fehlerabschätzungen.

K. Jung.

H. U. Sverdrup. *Pendulum Observations near Cape Chelyuskin. The Norwegian North Polar Expedition with the „Maud“ 1918—1925*, *Scient. Res.* **1**, Nr. 8, 9 S., 1933. Es werden Beobachtungen mit einem v. Sterneck-Zweipendelapparat mitgeteilt, die der Verf. auf der „Maud“-Expedition im Juni 1919 in der Nähe des Kap Tscheljuskin angestellt hat. Das Instrument war bereits auf der Nansen-Expedition 1893—1896 benutzt worden. Es war für die neue Expedition gründlich überholt worden, ebenso waren seine Konstanten neu bestimmt worden. Aus den Beobachtungen ergibt sich für den Beobachtungsort östlich von Kap Tscheljuskin in 77° 32', 6 N und 105° 40' EGr. für

die Beschleunigung der Schwere $g = 982,987 \pm 0,006 \text{ cm/sec}^2$ und eine Differenz gegenüber dem berechneten Wert von $7 \pm 6 \text{ mgal}$. W. Keil.

Preliminary values of the variation of latitude at Greenwich in 1933. Month. Not. 94, 483, 1934, Nr. 5. Durch graphische Ausgleichung werden folgende Korrekturen ermittelt: 1933,0 + 0,05"; ,1 + 0,12"; ,2 + 0,18"; ,3 + 0,20"; ,4 + 0,18; ,5 + 0,08"; ,6 — 0,03"; ,7 — 0,10"; ,8 — 0,09"; ,9 — 0,03"; 1934,0 + 0,04". Sättele.

K. Mader und R. Norz. Vergleich von Pendel- und Drehwaagenmessungen. (Relative Schwerkraftmessungen Österreichs in den Jahren 1925—1930.) Gerlands Beitr. z. Geophys. 41, 429—457, 1934, Nr. 4. Durch Pendelmessungen wurde im Gebiet südlich von Wien in guter Übereinstimmung mit früheren Drehwaagenmessungen ein Schwerestörungsgebiet festgestellt und seine Ausdehnung bestimmt. Meßgenauigkeit, Vergleich mit Drehwaagenmessungen, Bestimmung der Schwerereste nach Helmerts und nach Ackerlis Schwereformeln und der Gradient der Schwere mit der Höhe werden ausführlich besprochen und Vergleiche mit älteren Messungen Sternecks angestellt.

F. Steinhäuser.

H. Seifert. Geochemische Tarnung in anomalen Mischkristallen. S. A. Tschermaks Min. u. Petrogr. Mitt. 45, 191—208, 1934. Bisher hatte man den Einbau von Fremdelementen in Kristallstrukturen im wesentlichen vom Standpunkt der Isomorphiebeziehungen aus betrachtet. Ähnlichkeit der Ionen und vor allem Übereinstimmung in der Größe der Ionen kann, wie aus den Untersuchungen von Goldschmidt bekannt ist, eine geochemische „Tarnung“ vieler Elemente bedingen. Wie der Verf. in seiner Untersuchung nun eingehend ausführt, kann durch die Bildung von anomalen Mischkristallen ebenfalls eine Art von geochemischer Tarnung von Elementen und Elementkomplexen hervorgerufen werden. Auf Grund seiner Ergebnisse gibt der Verf. eine sinngemäße, durch die Struktur der kristallinen Grenzflächen bedingte Erweiterung des bekannten Hahnschen Fällungssatzes. Einige besonders instruktive Beispiele dafür werden angegeben und diskutiert. Weiter wird die Geochemie des Jods kristallogenetisch aufgeklärt. Es zeigt sich, daß auch verschiedene Anionenkomplexe von genügender natürlicher Stabilität, wie Perchlorsäure und Schwefelsäure, durch anomale Mischkristallbildung geochemisch getarnt sein können. Besondere Bedeutung bekommen vom Standpunkt der anomalen Mischkristallbildung die an natürlichen Kristallarten oft auftretenden Lumineszenzerscheinungen. Solche lumineszierenden Kristalle sind, sofern nicht ein isomorpher Einbau des Fremdelementes evident ist, ebenso wie ein großer Teil der Kristallphosphore als anomale Mischkristalle aufzufassen, und ihre Lumineszenz hat ihren Grund in diesem Bautypus. Bomke.

P. L. Bobin. Die Anwendung des Glasfilters zur Bestimmung des Thoriums nach der Emanations-Methode. Trav. de l'Inst. d'Etat de Radium 2, 54—61, 1933. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Zur Bestimmung von Th X nach der Th Em wird gewöhnlich die konstante Strömungsmethode angewandt. Die Empfindlichkeit dieser Methode, insbesondere in der Abwesenheit des Siedens, ist durch die unvollständige Abgabe der Emanation infolge der kleinen Fläche der gegenseitigen Berührung zwischen Luft und durchblasener Flüssigkeit begrenzt. In der gegenwärtigen Arbeit wird zur Steigerung der Wirksamkeit der Emanationsmethode die Benutzung des feinkörnigen Glasfilters (Schott, Jena) in Verbindung mit dem Glasrohr nötiger Länge empfohlen. Der Ionisierungsstrom wächst mit der Zunahme der durchblasenen Flüssigkeitssäule bis zu einer gewissen Grenze. Die weitere Zunahme der Flüssigkeitsschicht bleibt auf die Größen des Ionisierungsstromes ohne Einfluß. Hier kann die Menge der

untersuchten Flüssigkeit bei 5 cm des Durchmessers eines Rohres bis 2 Liter vergrößert werden. Die Abgabe der Th Em bei der Durchblasung der Süßwasser kann bedeutend vergrößert werden, wenn in die untersuchte Flüssigkeit eine kleine Menge NaCl oder, was viel bequemer ist und zu denselben Ergebnissen führt, geringe Mengen von Äthylalkohol hinzugefügt werden: 0,7 cm³ Alkohol oder 14 g NaCl auf ein Liter Wasser genügen, damit die Abgabe der Th Em ihren maximalen Wert erreicht. Die Zunahme der Abgabe der Th Em, ausgedrückt in Prozent, wächst mit der Höhe der durchblasenen Flüssigkeitssäule; bei der Flüssigkeitsschicht von 100 cm (etwa 2 Liter der Flüssigkeit) erlangt sie den Maximalwert 40 %.

K. W. F. Kohlrausch.

V. J. Baranov und E. Gratscheva. Zur Theorie der geophysikalischen Erkundung nach der Emanationsmethode. Trav. de l'Inst. d'Etat de Radium 2, 61—67, 1933. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Bei der geophysikalischen Erkundung, welche auf der Bestimmung der radioaktiven Emanationen in der Bodenluft basiert, muß einerseits die Fortpflanzung der Emanationen mit Gas- und Wasserausströmungen und andererseits deren freie Verbreitung in Gesteinen berücksichtigt werden. In dieser Arbeit wird die Verbreitung der Emanation in einer flachen Schicht nach dem Gesetze der Diffusion für den Fall verschiedener Lage der Gesteine näher betrachtet. Es werden Formeln abgeleitet, welche die Abhängigkeit des Emanationsgehaltes von der Tiefe für folgende drei Fälle wiedergeben: 1. Eine gleichförmige Schicht einer radioaktiven Gesteinsart von der Dicke H , welche sich auf der Erdoberfläche befindet. 2. Die radioaktive Gesteinsart ist von einer inaktiven Gesteinsschicht von der Dicke H überdeckt. 3. Die radioaktive Gesteinsart ist von der Schicht einer abermals aktiven Gesteinsart bedeckt. Die Formeln wurden experimentell mit Hilfe der Th Em nach Ac Em nachgeprüft, dabei wurde für den Fall einer Schicht von Quarzsand der Wert der Diffusionskoeffizienten gleich $K = 0,035$ gefunden. Daraus läßt sich die Entfernung berechnen, auf welche die Emanation in Quarzsand sich verbreiten kann. So findet man, daß die Konzentration der Ra Em um die Hälfte sinkt bei einer Entfernung von der Emanationsquelle auf 1,7 Meter und um 99 % bei einer Entfernung auf 6,9 Meter. Für Th Em findet man entsprechend die Werte 2,2 cm und 8,8 cm und für Ac Em 0,5 und 2,1 cm.

K. W. F. Kohlrausch.

J. Starik and A. Smagina. Methods of bringing rocks and mineral formations into solution for emanation measurements. Trav. de l'Inst. d'Etat de Radium 2, 104—116, 1933. (Russisch mit englischer Zusammenfassung.) Es werden Methoden ausgearbeitet, um die Haupttypen von Mineralien und Gesteinen in Lösung zu bringen: 1. In Säuren leicht lösliche Uranminerale. 2. Silicate mit und ohne Phosphorsäure. 3. Titan-Niobate. 4. Zirkon. Untersucht wurden: 1. Monazite, 2. Mischungen von Monaziten und Titan-Niobaten. 3. Mischungen von Zirkon, Monazit und Ilmenit.

K. W. F. Kohlrausch.

A. B. Verigo. Zur Entwicklung der Methode der Bestimmung des Radium-Emanationsgehaltes in der Luft. Trav. de l'Inst. d'Etat de Radium 2, 126—130, 1933. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Der flache Kondensator C (Kapazität 5000 bis 6000 cm) wird durch die Funkenstrecke K vom negativen Pol B_1 der sekundären Wicklung der Induktionsspule J geladen. Das sekundäre Plattensystem des Kondensators C und der positive Pol B_2 der Induktionsspule sind geerdet. Die primäre Wicklung der Spule ist durch den Unterbrecher D mit den Akkumulatoren (4 Volt) oder mit der Batterie der trockenen Elemente verbunden. Die negative Spannung des Kondensators C wird durch die Länge der Funkenstrecke K und durch den Druck der Kontaktschraube des Unterbrechers D reguliert. Mit dem geladenen Plattensystem des Kondensators

verbindet man den Draht, welcher zur Aktivierung bestimmt ist (Elster- und Geitel-Methode). Mit diesem Draht verbindet man das Kontrollelektroskop. Als Induktionsspule war eine „Autobobine“ (!) benutzt, welche in einem festen Kasten mit Kondensator und Funkenstrecke montiert war. Die beschriebene Konstruktion hat sich bei den Expeditionsarbeiten als bequem erwiesen. Die Menge der Elektrizität, welche von diesem Apparat erzeugt wurde, war genügend um das Potential 2000 Volt auf dem aktivierenden Draht beim feuchten Wetter konstant zu erhalten. Das Kontrollelektroskop gab die Möglichkeit, den Wert der Spannung zu bestimmen. Sein Zeiger machte nur selten kurzzeitige Schwankungen in Grenzen einiger Zehner Volt und erhielt gut seinen Mittelwert. *K. W. F. Kohlrausch.*

W. I. Baranov und I. D. Kurbatov. Über den Gehalt der Radioelemente im Wasser des Bohrlochs Nr.1 und seine Abscheidungen in dem Erdölgebiete Uchta. Trav. de l'Inst. d'Etat de Radium 2, 139—156, 1933. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Es wurde der Gehalt des Ra, RdTh und MsTh in dem ausströmenden Wasser eines Bohrlochs zu $7,48 \cdot 10^{-9}$ g Ra und $2,1 \cdot 10^{-11}$ g MsTh I pro Liter Wasser bestimmt. Die Menge des RdTh in dem ausströmenden Wasser beträgt nur etwa 4 % seiner Gleichgewichtsmenge bezogen auf das im Wasser sich befindende Mesothorium I. In den eisenhaltigen Abscheidungen, welche das Wasser hinterläßt, und welche alle drei Radioelemente enthalten, wurde der Gehalt an Ra und MsTh I zu $4,08 \cdot 10^{-9}$ g Ra und $1,06 \cdot 10^{-11}$ g MsTh I auf 1 g Substanz bestimmt. Das primär mit diesen Ausscheidungen auftretende RaTh beträgt etwa 6 % seiner Gleichgewichtsmenge. Das Gewichtsverhältnis von MsTh I zu Ra im Wasser ist gleich $2,7 \cdot 10^{-3}$, woraus sich berechnen läßt, daß die γ -Strahlung des MsTh etwa 80 % der γ -Strahlung des Ra ausmacht. Außer Ra, MsTh I und RdTh läßt sich in dem ausströmenden Wasser auch noch ThX, und zwar in einer Menge, die etwa 60 % der Gleichgewichtsmenge, bezogen auf MsTh I, ausmacht, nachweisen. Aus dem Verhältnis von MsTh I zu Ra im Wasser, welches zu $2,7 \cdot 10^{-3}$ bestimmt wurde, läßt sich das Verhältnis von ThU, welches sich mit ihnen im Gleichgewicht befindet, zu 2,65 berechnen. Dieses Verhältnis stimmt mit dem Verhältnis, den diese Elemente in den Gesteinen aufweisen, gut überein. Die im Wasser gefundenen Mengen des RdTh (4 % der Gleichgewichtsmenge) und des ThX (60 % der Gleichgewichtsmenge) geben einige Anhaltspunkte zur Berechnung der Zeit, die von dem Momente des Eintritts der Radioelemente ins Wasser, bis zum Momente des Auftretens des Wassers an die Oberfläche verflossen ist. Daraus läßt sich als untere Grenze 60 Stunden und als obere Grenze etwa 40 Tage berechnen. *K. W. F. Kohlrausch.*

S. Soloviev. A petrological study of the Malka River granodiorite laccolith in connection with exploration of its radium contents. Trav. de l'Inst. d'Etat de Radium 2, 223—245, 1933. (Russisch mit englischer Zusammenfassung.) *K. W. F. Kohlrausch.*

P. Reginald Zupancic. Messungen der Exhalation von Radiumemanation aus dem Erdboden. S. A. Terr. Magn. 39, 33—46, 1934, Nr. 1. Die Exhalation von Radiumemanation aus dem Erdboden wurde nach einem neuen Verfahren quantitativ untersucht: Auf die zu untersuchende Stelle des Bodens wurde ein großes Metallgefäß mit der Öffnung nach unten eingesetzt und die darin enthaltene Freiluft bei Beginn des Versuches durch Einleiten emanationsfreier Luft aus einem Preßluftzylinder verdrängt. Nach 12 bis 24 Stunden wurde die in dieser Zeit ins Gefäß eingetretene radonhaltige Luft nach gründlicher Durchmischung des Gefäßinhaltes in eine in Curie geeichte Ionisationskammer übergeführt und im radioaktiven Gleichgewicht gemessen. Daraus wurde die mittlere Exhalation berechnet. Für die erste Jahreshälfte ergab sich ein Mittel von

$23 \cdot 10^{-18}$ Curie/qcm/sec. Es zeigte sich ein ausgeprägter Jahresgang mit dem Minimum im Januar und dem Maximum im Sommer. Es konnte festgestellt werden, daß die Exhalation bei Tage ungefähr $1\frac{1}{2}$ mal so groß ist wie bei Nacht. Das Verhältnis zwischen größtem und kleinstem Wert im Laufe der Untersuchung war 1:100. Die Exhalation erwies sich als sehr stark abhängig von der Bodentemperatur: Eine Erwärmung des Bodens bringt eine Erhöhung der Exhalation mit sich. Einen geringeren Einfluß üben Luftdruckschwankungen aus. Überaus stark wird die Exhalation durch das Gefrieren des Bodens behindert. *K. W. F. Kohlbrausch.*

F. Steinhauser. Über die elastische Deformation der Erdkruste durch lokale Belastung mit besonderer Berücksichtigung der Schneebelastung der Alpen. Gerlands Beitr. 41, 466—478, 1934, Nr. 4. Unter der Annahme, daß die Schneelast der Alpen auf eine rechteckige Fläche von 200 km Breite und 700 km Länge wirkt und daß die Schneehöhe von den Längsseiten gegen die Mittellinie bis 4 m parabolisch zunimmt, ergibt sich eine Gesamtbelastung von $1,1 \cdot 10^{11}$ Tonnen. Dadurch wird eine vertikale Verschiebung der Erdoberfläche um $w = 3,99$ cm im Mittelpunkt der belasteten Fläche bewirkt. Gegen die Seiten hin nimmt die Verschiebung allmählich ab und beträgt in 1000 km Entfernung noch 0,38 cm. Zum Vergleich hierzu wird an der Deformationswirkung der Belastung durch einen See (Neusiedlersee, $w = 0,82$ cm) und durch eine Großstadt (Wien, $w = 0,14$ cm) der Einfluß der Verteilung der Belastung besprochen. Ferner wird gezeigt, daß unter der Annahme, daß in 50 km Tiefe der Rigideitätskoeffizient sprunghaft auf das Doppelte zunimmt, die Durchbiegung der Erdoberfläche wesentlich geringer wird. *F. Steinhauser.*

S. W. Visser. On Turner's deep-earthquake-foci. A reply to Conrad. Gerlands Beitr. 41, 484—486, 1934, Nr. 4. Der Verf. weist darauf hin, daß Turners Lokalisation der Beben, die V. Conrad in seiner Abhandlung über die zeitliche Folge von Beben mit tiefem Herd benutzt hat, von seinen eigenen Bestimmungen abweichen und führt diese Unterschiede für die einzelnen Beben an. Es zeigt sich, daß mit der Größe der Abweichung auch die Tiefe des Herdes zunimmt. *F. Steinhauser.*

V. Conrad. Bemerkungen zu Herrn Vissers Kritik an H. H. Turners Epizentral- und Tiefenbestimmungen. Gerlands Beitr. 41, 487—488, 1934, Nr. 4. Der Verf. weist darauf hin, daß die Fehler in Turners Epizentral- und Tiefenbestimmungen, die ihm wohl bekannt waren, nicht so groß sind, daß sie für den Zweck seiner Untersuchung der zeitlichen Folge der Beben mit tiefem Herd, in der die Beben nach großen Gebieten zusammengefaßt wurden, von Bedeutung werden könnten. *F. Steinhauser.*

Oswald v. Schmidt. Über die Totalreflexion in der Akustik und Optik. (Auf Grund experimenteller Ergebnisse der Sprengseismik.) Ann. d. Phys. (5) 19, 891—912, 1934, Nr. 8. Die experimentelle Seismik hat gezeigt, daß bei übereinanderliegenden Schichten in der unteren Schicht, nahe an der Grenzfläche beider, eine Welle (die Grenzwellen) läuft, die beträchtliche Energie mit sich führt. Ihr Vorhandensein und ihre Energie ist mit den Gesetzen der Wellenausbreitung nicht in Einklang zu bringen. Der Verf. versucht eine Erklärung. Er sagt, daß nicht nur der Strahl der Totalreflexion seinen Beitrag zur Energie der Grenzwellen liefert, sondern auch noch alle Strahlen, die unter einem etwas größeren Winkel als dem der Totalreflexion auf die Grenzfläche treffen. Diese Strahlen kommen im Beobachtungspunkt etwas später an als der Strahl der Totalreflexion. Diese Zeitdifferenz darf, damit eine Verstärkung der Wellen eintritt, nicht größer als $T/2$ sein. An praktischen Beispielen wird gezeigt, daß auf diese Weise eine Erklärung für die große Energie der Grenzwellen möglich ist. *W. Schneider.*

Johannes Picht. Nachschrift zur Arbeit des Herrn von Schmidt. Ann. d. Phys. (5) 19, 913—920, 1934, Nr. 8. Erweiterung der oben genannten Arbeit in theoretischer Hinsicht. *W. Schneider.*

A. Dauvillier. Strange Sounds from Inland Ice, Greenland. Nature 133, 836, 1934, Nr. 3370. Während der französischen Polarexpedition haben die Teilnehmer in Scoresby Sound (Ostgrönland) mehrmals an Vor- und Nachmittagen den langgezogenen Ton gehört, den A. Wegener als „Ton der Dove-Bai“ bezeichnet und vermutungsweise der Bewegung des Inlandeises zugeschrieben hat. Dieser Ton soll dem Signal eines Nebelhornes ähneln. Verf. bezweifelt, daß der Ton auf der Loslösung von Eisbergen an der Küste beruht, und erinnert an die Analogie mit dem im Wüstensand entstehenden starken Ton, wobei die Pulverschneefelder dem Wüstensand in dieser Wirkung entsprechen sollen. *Zeise.*

Torahiko Terada and Tetu Watanabe. On the Modes of Fracture of a Layer of Powder Mass. Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 143—146, 1934, Nr. 3. Auf einer Gummimembran mit ebener Holzunterlage wird eine Schicht von Stärkepuder ausgebreitet und diese mit einer Glasplatte bedeckt, die mit verschiedenen Gewichten belastet wird. Durch Streckung der Gummimembran werden Zerrungen hervorgerufen. Zahl und Art der auf diese Weise entstehenden Spalten und Risse der Stärkeschicht werden untersucht. Die Versuche sollen zur Erklärung tektonischer Vorgänge dienen. *Jung.*

Torahiko Terada. On the Physical Meaning of Periodic Structure in Earth's Crust. Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 147—150, 1934, Nr. 3. Die in der vorgenannten Veröffentlichung dargestellten Versuche mit Stärkepuder werden zur Erklärung der tektonischen Struktur Japans herangezogen. *Jung.*

A. W. Lee. Further investigations of the effect of geological structure upon microseismic disturbance. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 238—252, 1934, Nr. 6. Weitere Untersuchungen über Mikroseismik haben ergeben, daß das Verhältnis der Horizontal- zu den Vertikalkomponenten von der Wellenlänge und von der Dicke der Schichten abhängt. Bei dünneren Schichten tritt die Horizontalkomponente weniger hervor. Ist die Schichtdicke mehr als achtmal so groß wie die Wellenlänge, dann macht sich die Vertikalkomponente besonders bemerkbar. *W. Schneider.*

J. Coggin Brown. Small Sand Craters of Seismic Origin. Nature 133, 295, 1934, Nr. 3356. Kleine Sandkrater, wie sie durch Shepphard in „Nature“ vom 30. Dezember 1933 als ungewöhnliche seismische Erscheinung beschrieben worden sind, sind bei schweren Beben in elluvialen Gebieten regelmäßig zu beobachten. Die Bildung solcher Krater wurde bereits im Anschluß an ein Beben vom Jahre 1869 durch Mallet und Oldham erklärt. Oldham hat dann nochmals dieselbe Erscheinung bei dem großen indischen Beben vom 12. Juni 1897 beobachtet und beschrieben. Der Erklärung dieser Erscheinung liegt die Annahme zugrunde, daß eine erhebliche vertikale Bewegung in wässerig-sandigen Schichten eintritt. Durch diese starke Bewegung wird die wässerig-sandige Masse zum Teil so stark gepreßt, daß sie darüber liegende härtere Schichten sprengt und dann in Form der beobachteten Krater austritt. *W. Schneider.*

F. Gassmann. Zur Auswertung der Diagramme von Seismographen und Erschütterungsmessern. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 114. Jahresvers. Altdorf 1933 [3] Sekt. Geophys., Meteorol. u. Astron. S. 342—344, 1933. Ist $a(t)$ der Ausschlag eines Seismographen und $\sigma(t)$ die wahre

Bodenbewegung, V die Vergrößerung für rasche Schwingungen und für $t \rightarrow 0$ der Boden und der Seismograph in Ruhe, so ist

$$\varphi(t) = V\sigma(t) = a(t) + D \int_0^t a(\vartheta) d\vartheta + E \int_0^t dt \int_0^t a(\vartheta) d\vartheta.$$

D und E lassen sich leicht aus den Konstanten des Seismographen berechnen. In der obigen Gleichung läßt sich das Doppelintegral vermeiden:

$$\varphi(t) = a(t) + (D + Et) \int_0^t a(\vartheta) d\vartheta - E \int_0^t \vartheta a(\vartheta) d\vartheta.$$

Ist für $t = t_1$ der Seismograph wieder in Ruhe und der Boden in seine ursprüngliche Lage zurückgekehrt, so sollten die Integrale

$$P_1 = \int_0^{t_1} a(\vartheta) d\vartheta \quad \text{und} \quad Q_1 = \int_0^{t_1} \vartheta a(\vartheta) d\vartheta$$

Null sein. In Wirklichkeit wird das aber nie der Fall sein. Um diesen Widerspruch zu beheben, wird ein Korrektionsglied $\varepsilon(\vartheta)$ eingeführt. Schließlich erhält der Verf. für $\varphi(t)$:

$$\varphi(t) = a(t) + (D + Et) \int_0^t a(\vartheta) d\vartheta - E \int_0^t \vartheta a(\vartheta) d\vartheta$$

$$+ \frac{2}{t_1^2} D R_1 t + \left(\frac{3}{t_1^3} D S_1 + \frac{1}{t_1^2} E R_1 \right) t^2 + \frac{1}{t_1^3} E S_1 t^3,$$

$$R_1 = -2t_1 P_1 + 3Q_1 \quad \text{und} \quad S_1 = t_1 P_1 - 2Q_1.$$

Für schnelle Schwingungen kann man $\varphi(t) = a(t)$ setzen, d. h. Diagramm und Bodenbewegung werden als konform betrachtet. Wieweit diese Annahme richtig ist, kann man aus der Gleichung

$$|\varphi(t) - a(t)| \leq (Dt + \frac{1}{2} Et^2) \cdot M.$$

M ist das Maximum von $a(t)$. Zur Eichung der Seismographen ist ein Schütterisch gebaut worden (s. Schweiz. Techn. ZS. 3, 1933, S. 38). W. Schneider.

F. J. W. Whipple. On the alleged tendency for great earthquakes to occur sympathetically in widely separated regions. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 233—238, 1934, Nr. 6. Yamaguti hat die Vermutung ausgesprochen, daß starke Erdbeben in gewissen Teilen der Erde an anderen bestimmten Teilen der Erde Beben zur Folge haben. Diese Vermutung hat er ausgesprochen auf Grund der Untersuchungen an Beben, die sich in den Jahren 1900 bis 1931 ereignet haben. In 420 Fällen hat er eine Bestätigung seiner Vermutung gefunden. Eine Nachprüfung des Verf. hat keine Bestätigung der Vermutung Yamagutis ergeben. W. Schneider.

W. E. Trommsdorff. „Fahrtströmungen“ in Eruptivmagmen. Naturwissenschaft. 22, 329—332, 1934, Nr. 21. Es wird nachgewiesen, daß sich das Absinken bzw. das Aufsteigen der erstausgeschiedenen Kristalle in der Restschmelze an dem späteren Gefüge der erstarrten Gesteine direkt beobachten läßt. Die bei der die magmatische Differentiation bedingenden fraktinierten Kristallisation flüssiger Gesteinsmassen erstabgeschiedenen Kristallite fahren nämlich unter dem Einfluß der Schwerkraft langsam durch die noch flüssige Grundmasse. Entsprechend der sich dabei ausbildenden Fahrströmung in der Schmelze ordnen sich die zahlreichen kleinen in der Grundmasse befindlichen nadel- und tafelförmigen Kriställchen in charakteristischer Weise um den fahrenden Einsprengling an indem diese Teilchen

an der Vorderseite des fahrenden Kristalls zusammengedrängt werden, hinter dem Kristall dagegen sich eine oft von wirbelartigen Strömungsgebilden erfüllte Fahrspur ausbildet. Es werden die Kriterien angegeben, die für eine derartige echte Fahrströmung kennzeichnend sind und ihre Unterscheidung von ähnlichen Erscheinungsformen, wie z. B. den Fluidalstrukturen, die u. a. beim Ausfließen von Magma oder Lava entstehen können, gestatten. Es werden ferner die Bedingungen aufgestellt, die für die Beobachtung derartiger Fahrströmungsbilder an Dünnschliffen von Trachyten, Andesiten, Melaphaphyren, Basalten usw. günstig sind. Der Verf. hat seine an einem Beobachtungsmaterial von mehreren hundert geeigneten Dünnschliffen gewonnenen Vorstellungen durch Modellversuche mit Harzmischungen ähnlicher Viskosität, wie sie an Basaltgläsern gemessen wurde, noch weiter nachgeprüft und durch das Laboratoriumsexperiment eine gute Bestätigung erzielt. *Bomke.*

A. F. Stevenson. On the Theoretical Determination of Earth Resistance from Surface Potential Measurements. *Physics* 5, 114—124, 1934, Nr. 4. Für das Potential eines von einer punktförmigen Elektrode fließenden Stromes wird für den Fall, daß die Leitfähigkeit eine willkürliche, jedoch stetige Funktion der Lage ist, eine allgemeine Lösung in Form einer unendlichen Reihe gegeben. Man gelangt zu dieser durch allmähliche Annäherung. Die Bedingungen für die Gültigkeit werden erörtert. Das entsprechende Problem, die Leitfähigkeit zu bestimmen, wenn das Oberflächenpotential bekannt ist, führt auf eine Integralgleichung, die keine einfache Lösung besitzt. Nur bei Beschränkung der Funktionsform der Leitfähigkeit lassen sich Lösungen auffinden. Hierzu wird entweder die Annahme gemacht, daß die Leitfähigkeit nur von der Tiefe abhängig ist oder daß bei beweglicher Elektrode das Oberflächenpotential für alle Stellungen der Elektrode auf einer Kurve an der Oberfläche bekannt ist. Für den ersten Fall wird eine Ableitung in den Einzelheiten ausgearbeitet und hierfür eine Näherungsmethode zur Lösung der Integralgleichung für die Leitfähigkeit mitgeteilt. Ein numerisches Beispiel wird für eine dreifach geschichtete Erdoberfläche durchgerechnet. Im Vergleich mit dem von Slichter und Lange abgeleiteten Ergebnis wird für gewisse Fälle durch die hier geschilderte Behandlung eine bessere Übereinstimmung erzielt. *Schmerwitz.*

M. A. Dauvilliers. Aurores and cosmic rays. Observations of the French Expedition at Scoresby Sound. *Electrician* 112, 787—789, 1934, Nr. 2923. Der Verf. hatte früher bereits eine Theorie über Zusammenhänge zwischen der Sonnentätigkeit und Erdmagnetismus, Polarlicht, kosmischen Strahlen und anderen geophysikalischen Phänomenen aufgestellt und berichtet in der jetzt vorliegenden Arbeit über seine diesbezüglichen Messungen, die er als Teilnehmer an der französischen Polarjahrexpedition 1932/1933 am Scoresby Sund ausgeführt hat, und die nach Ansicht des Verf. seine theoretischen Vorstellungen bestens stützen. Nach Ansicht von Dauvilliers sind von der Sonne kommende Elektronen die gemeinsame Ursache für Polarlicht, Nachhimmelleuchten, Höhenstrahlung, Ozonbildung in der Atmosphäre und erdmagnetische Störungen. Als Quelle für diese von der Sonne stammenden Elektronen werden die Fackeln und Protuberanzen angesehen. Nach Ansicht des Verf. soll das in der Sonnenatmosphäre herrschende elektrische Feld, das eine Wirkung der dort herrschenden Raumladungen sein soll, im Stande sein, den von der Sonne emittierten Elektronen Beschleunigungen bis zu 10^{10} e-Volt zu erteilen. In Scoresby Sund vorgenommene Messungen der Helligkeit des Polarlichtes, der erdmagnetischen Intensität und des Ozongehaltes der Luft zeigten in der Tat eine gewisse Parallelität mit der Sonnenaktivität, die der Verf. im Sinne seiner Theorie deutet. Interessant ist auch die Feststellung, daß die während der Polarnacht in der Atmosphäre gebildete Ozon-

menge sehr viel größer ist als die im Polarsommer gemessene, was schwer mit der üblichen Hypothese vereinbart werden kann, nach der das Ozon der Atmosphäre unter der Wirkung des ultravioletten Sonnenlichtes gebildet wird. *Bomke.*

Hubert Garrigue. Nouveaux résultats sur la raie verte de l'aurore non polaire dans le ciel nocturne. C. R. 198, 1398—1400, 1934, Nr. 16. Mit einem automatisch arbeitenden Spektrographen wurde die grüne Nordlichtlinie des Nachthimmelleuchtens in verschiedenen Richtungen und zu verschiedenen Zeiten aufgenommen. Der Vergleich der Linien im Zenit und am Horizont im Norden ergibt $I_H : I_Z = 2,0$ bis $2,4$. Für das Verhältnis der Intensität der Linie am Horizont nördlich und südlich ergibt sich: $I_n : I_s = 1,1$ bis $1,5$. *Frerichs.*

H. Israël. Aerosole und Ionen als Klimafaktoren. Bioklimat. Beibl. 1, 32—34, 1934, Nr. 1. (Vortrag Tag. D. Meteorol. Ges. Hamburg 1933.) Der Verf. berichtet über Untersuchungen der bioklimatischen Wirksamkeit der einzelnen Gase der Luft, besonders der Radiumemanation, und der verschiedenen Ionenarten (Wirksamkeit großer Anreicherung von Ionen nur eines Vorzeichens, Ionentherapie) und weist darauf hin, daß dabei neben den elektrischen Eigenschaften auch die chemisch-stoffliche Natur der Ionen zu beachten ist. *F. Steinhauser.*

Leo Schulz. Künstliche Ionisation durch verschiedene Ionisationsquellen und ihre Veränderlichkeit in einem kleinen, abgeschlossenen Raum. Bioklimat. Beibl. 1, 11—15, 1934, Nr. 1. Bestrahlung der Luft in einer Klimakammer mit einer Quarzlampe bewirkt eine rasche Zunahme der leichten Ionen, wobei zufolge eines Photoeffektes an den Wänden die negativen bis weit über den doppelten Betrag der positiven ansteigen können. Die Anzahl der Kondensationskerne steigt beim Einschalten der Lampe sprunghaft an (von 23 000 auf $4 \cdot 10^5$ Kerne/cm³), was die Bildung von Sekundärionen fördert. Die schweren Mittelionen nehmen nach Einschalten der Lampe rasch zu, um nach der vierten Minute wieder allmählich abzunehmen, während die Zahl der Ultraschwerionen erst nach der dritten Minute schnell bis zur fünfzehnten ansteigt und dann gleichmäßig langsam weiter zunimmt. Im Ionenspektrum der Quarzlampe herrschen die Ultraschwerionen vor. Bei Ionisierung mit einem Ionisator der AEG werden keine Kondensationskerne produziert. Dem entsprechend verschiebt sich der Schwerpunkt des Beweglichkeitsspektrums nach den leichter beweglichen Ionen hin. Kohlenbogenlampen ionisieren die Luft stark bei Überwiegen von positiven Ionen und bilden viele Kondensationskerne; das Maximum im Ionenspektrum liegt bei den schweren Mittelionen. Der Ozonisator von Siemens-Schuckert ionisiert nur schwach, bildet verhältnismäßig viel Leichten und keine Kondensationskerne; im Spektrum liegt das Maximum bei den Ultraschwerionen. *F. Steinhauser.*

G. R. Toshniwal and B. D. Pant. Ionospheric Height Measurement in the United Provinces of Agra and Oudh (India). Nature 133, 947—948, 1934, Nr. 3373. Es wurde die Höhe der Ionosphäre bei Allahabad in Indien bestimmt. Am 13. Mai von 18,30 bis 20,00 Uhr I. S. T. wurde die Höhe der E-Zone zu 135 km gemessen. Die Beobachtungen lassen den Schluß zu, daß die E-Zone zur Sonnenuntergangszeit und am Abend vorherrscht, während der Nacht wird die Ionisation in der unteren Schicht zu klein, nach Mitternacht erfolgen die Reflexionen von der F-Zone. *Blechschmidt.*

R. C. Colwell. Effect of Thunderstorms upon the Ionosphere. Nature 133, 948, 1934, Nr. 3373. Eine in Morgantown in West-Virginia (Ver. St. Amer.) gelegene Kurzwellenstation kann im ganzen südwestlichen Teil der Vereinigten

Staaten nicht gehört werden, mit Ausnahme der Zeit nach Gewittern. Diese Beobachtung bestärkt die Theorie von C. T. R. Wilson, daß ein Teil der Ionisation der Ionosphäre von Gewittern herrührt. *Blechschmidt.*

Reinhold Rüdenberg. Die Influenzwirkung von Blitzschlägen auf benachbarte Freileitungen. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 13 [2], 1—12, 1934. Auf elektrischen Freileitungen entstehen durch Entladung benachbarter Gewitterwolken Influenzspannungen, deren Form und Stärke maßgebend für die Isolationsbeanspruchung ist. Die Gestalt dieser Wanderwellen wird aus der räumlichen und zeitlichen Änderung des Gewitterfeldes berechnet. Die Spannungshöhe hängt fast nur von der Änderungsgeschwindigkeit des Luftfeldes über der Leitung und von der Breite der Gewitterzone ab. Sie bleibt bei den meist vorkommenden Verhältnissen unter 150 bis 200 kV und dürfte nur selten einen Maximalbetrag von 500 kV erreichen. Es wird auf einen Zusammenhang von Influenzspannung und Blitzstrom hingewiesen, der zu einer indirekten Messung des letzteren benutzt werden kann. Klydonographische Messungen in einem 10 kV-Netz bestätigen die Entwicklung einer Influenzspannung von 130 kV. *Scheel.*

Mary Taylor. The Appleton-Hartree formula and dispersion curves for the propagation of electromagnetic waves through an ionized medium in the presence of an external magnetic field. Part 2. Curves with collisional friction. Proc. Phys. Soc. 46, 408—435, 1934, Nr. 3 (Nr. 254). Es wird die Ausbreitung elektrischer Wellen in einem ionisierten Medium bei Vorhandensein eines magnetischen Feldes unter Berücksichtigung der Zusammenstöße von Elektronen und Molekeln behandelt. Es ergeben sich folgende Resultate: 1. Dämpfung und Absorption sind auf der nördlichen Halbkugel im allgemeinen für die rechtshändige Komponente größer als für die linkshändige. 2. Die kritische Zusammenstoßfrequenz gibt den Übergang von den Charakteristiken, wie sie für Ausbreitung transversal zum magnetischen Feld typisch sind, zu denen longitudinaler Ausbreitung. Bei den Untersuchungen wurden die Wellenlängen $\lambda = 80, 240, 400$ und 1000 m und Stoßfrequenzen von $10^5, 10^6$ und 10^7 Hertz berücksichtigt. *Blechschmidt.*

E. T. Burton. Note on audio-frequency atmospherics. Proc. Inst. Radio Eng. 22, 670—671, 1934, Nr. 5. Eine kürzlich veröffentlichte Arbeit über tonfrequente atmosphärische Störungen (Proc. Inst. Radio Eng. 21, 1476, 1933) wird durch neues Beobachtungsmaterial ergänzt. Die Beobachtungen fanden im August 1933 während einer stärkeren Sonnenfleckentätigkeit statt. *Blechschmidt.*

V. A. Bailey. Interaction of Radio Waves. Nature 133, 869, 1934, Nr. 3371. Der Verf. weist darauf hin, daß die in einem Empfänger wahrgenommenen atmosphärischen Störungen unter Umständen durch eine Modulation der empfangenen Trägerwelle in der oberen Atmosphäre hervorgerufen sein können. Wenn auf einen Teil der Ionosphäre, durch die Trägerwellen hindurchgehen, ein atmosphärischer Impuls einwirkt, so kann in diesem Teil die Absorption vorübergehend größer werden, dadurch wird vorübergehend die Amplitude der empfangenen Trägerwelle verkleinert und im Empfänger treten bei Aufeinanderfolge solcher Effekte die gleichen Erscheinungen auf, wie bei atmosphärischen Störungen. Die wahrgenommenen Störungen können also mit der Trägerwelle gekoppelt oder aber auch unabhängig von ihr sein. *Blechschmidt.*

E. V. Appleton. Radio Exploration of the Ionosphere. a) Measurement of the earth's magnetic field in the ionosphere. b) A new method of ionospheric investigation. Nature 133, 793, 1934.

Nr. 3369. Von Appleton und Builder war gezeigt worden, daß bei der magnetoionischen Verdopplung von drahtlosen Echos zwischen der magnetischen Feldstärke H , den kritischen Durchdringungsfrequenzen f_c und f_0 für die außerordentliche und die ordentliche Komponente und der Masse und Ladung eines Elektrons (e und m) die folgenden Beziehungen bestehen: $H = \frac{2\pi m}{e} (f_e - f_0)$ bei quasilongitudinaler Ausbreitung zur Richtung des Magnetfeldes und

$$H = \frac{2\pi m}{e} \left(\frac{f_e^2 - f_0^2}{f_e} \right)$$

bei quasitransversaler Ausbreitung. Der Verf. benutzt diese Beziehungen zur Bestimmung von H aus f_c und f_0 und findet H zu 0,42 Gauß, während das Feld an der Erdoberfläche des Beobachtungsortes 0,467 Gauß beträgt. Bei der Untersuchung der Ionosphäre wird die Zeit gemessen, die ein Signal bis zur reflektierenden Schicht und wieder zurück gebraucht. Um das rückkehrende Signal wiederzuerkennen, wird es gekennzeichnet, was durch Amplituden- oder Frequenzmodulation erfolgt. Der Verf. kombiniert diese beiden Methoden und ist dann in der Lage, die Struktur von Echos zu untersuchen, die mit den gewöhnlichen Mitteln nicht mehr aufgelöst werden.

Blechschmidt.

B. Decaux et J. B. Galle. Fluctuation dans la durée de propagation des ondes radioélectriques courtes. C. R. 198, 2239—2241, 1934, Nr. 26.

Blechschmidt.

Volker Fritsch. Mitteilung über die Bergradioversuche in Kotterbach. Hochfrequenztechn. u. Electroak. 43, 189—195, 1934, Nr. 6. Beim Studium der Ausbreitung elektromagnetischer Felder in einem inhomogenen Gebirge östlich von Kaschau unter besonderer Berücksichtigung der tektonischen Beeinflussung war Rundfunkempfang bis in 300 m Tiefe möglich. Die Lautstärke der Sender im Empfänger wächst mit der Wellenlänge. Unter 400 m Wellenlänge war kein Empfang möglich. Es zeigte sich, daß die Gesamtleitfähigkeit einer erzführenden Gangspalte außer vom Ganggestein auch vom Poren- und Kluftwasser abhängig ist, dessen Leitfähigkeit mit der Lösungskonzentration zunimmt. Die geringste Dämpfung erfährt ein entlang einer Kluft einfallendes Feld. Es sollen weiterhin die Grubenmineralien auf x und z untersucht werden. Verf. will aus den Beobachtungen eine radiotechnische Mutungsmethode zur obertägigen Indikation tektonischer Störungen entwickeln.

Winckel.

Robert A. Millikan. Sur les rayons cosmiques. Ann. Inst. Henri Poincaré 3, 447—464, 1933, Nr. 4. Es wird ein zusammenfassender Bericht gegeben über den Stand der Erforschung der Höhenstrahlung und in diesem Zusammenhang die Frage nach Wesen, Entstehungsort und Entstehungsursache der Höhenstrahlung eingehend diskutiert. Zahlreiche Messungen, teils von Millikan und seinen Mitarbeitern, teils von anderen Autoren, haben die völlige Unabhängigkeit der Höhenstrahlung von den verschiedenen kosmischen und terrestrischen Geschehen ergeben. Es muß nach diesen Beobachtungen als erwiesen gelten, daß die Höhenstrahlen ihren Entstehungsort weder auf der Erde noch in irgendeinem bevorzugten Teil des Kosmos haben, und es bleibt nur die Hypothese, daß die Strahlen überall gleichmäßig in dem interstellaren Raum entstehen. Es ist weiter aus allen Beobachtungen erwiesen, daß die Intensität der Höhenstrahlung innerhalb der Meßfehlergrenzen unabhängig ist von der geographischen Lage des Beobachtungsortes, d. h. daß das erdmagnetische Feld die Strahlen nicht beeinflußt. Man muß daraus mit Notwendigkeit schließen, daß als Träger der Höhenstrahlung nur Neutronen oder äußerst kurzwellige Photonen in Frage kommen. Die Resultate der

Messungen bei zahlreichen Ballonaufstiegen in die Stratosphäre ergaben ein Maximum der ionisierenden Wirkung der Höhenstrahlung in einer Höhe von 9 bis 16 km. Dies spricht zugunsten der Auffassung der Höhenstrahlung als einer Photonenstrahlung. Aus Absorptionsbeobachtungen hat man weiter folgern können, daß das Spektrum der Höhenstrahlung mindestens vier verschiedene Energiebanden aufweist, deren am wenigsten durchdringende Komponente eine Energie von etwa 30 Millionen Volt hat. Da andererseits die Rechnung für die bei der Bildung von Helium aus Wasserstoff nach der Einsteinschen Beziehung freierwerdende Energie einen Betrag von 27 640 000 Volt ergibt, so scheint die Annahme berechtigt, daß die weiche Bande der Höhenstrahlung bei der Bildung von Helium aus Wasserstoff in dem interstellaren Raum entsteht. Ebenso können den drei anderen Energiebanden der Höhenstrahlung in bester Übereinstimmung mit den experimentellen Werten die Energien zugeordnet werden, die nach der Theorie bei der Bildung der nächst Wasserstoff und Helium häufigsten Elemente Sauerstoff, Silicium und Eisen frei werden. Die Tatsache, daß dieser Wiederaufbau von schweren Atomen nur in dem interstellaren Raum, also unter extrem niedrigen Druck- und Temperaturbedingungen statthat, ist in Übereinstimmung mit den wellenmechanischen Vorstellungen, insbesondere der Gamowschen Theorie. Neuerdings haben die Wilsonkammerversuche von Anderson und anderen die Möglichkeit gegeben, direkte Energiemessungen der Höhenstrahlung vorzunehmen. Da 90 % der so beobachteten Bahnen für die Höhenstrahlung Energien von der Größenordnung ergeben, wie sie die Millikansche Hypothese verlangt, scheint die Annahme gerechtfertigt, daß die Höhenstrahlung eine elektromagnetische Wellenstrahlung ist, die bei der in den interstellaren Räumen statthabenden Bildung der schweren Atomkerne entsteht.

Bomke.

Carl D. Anderson, R. A. Millikan, Seth Neddermeyer and William Pickering. The Mechanism of Cosmic-Ray Counter Action. *Phys. Rev.* (2) **45**, 352—363, 1934, Nr. 6. Einleitend werden die früheren Ergebnisse Andersons wiederholt, wonach bei seinen Nebelkammeraufnahmen der Höhenstrahlung 88 % einzelne Elektronenschüsse, 12 % Schauer sich zeigten und die höchsten Energien an Einzelstrahlen gefunden wurden. Praktisch alle Schauer sollen bestimmt durch Zusammentreffen von Photonen mit einem Atomkern erzeugt werden. Elektronen-Kernzusammenstöße, die ein Positron oder Paare liefern, sind äußerst selten (1:1000). Nachdem die Vorzüge der „Zufallsexpositionen“ besprochen — sie liefern besonders scharfe Spuren —, wird nunmehr über die neuen „koinzidenzgesteuerten“ Aufnahmeergebnisse nach dem Vorbild von Blackett und Occhialini, aber mit Magnetfeldern bis 17 000 Gauß, ausführlich berichtet. Auch diese Apparatur gibt Bahnspuren, deren Schärfe mit den schärfsten Aufnahmen der Zufallsexpositionen vergleichbar ist. Die Ergebnisse, zu denen 15 sehr aufschlußreiche Aufnahmen wiedergegeben werden, sind: Koinzidenzgesteuerte Aufnahmen zeigen bevorzugt Schauer, wie bereits die Versuche von Blackett und Occhialini erkennen ließen. Öfters erfolgen Aufnahmen, wenn auch kein Elektronenschuß erkennbar ist, hervorgerufen durch eine Anzahl von ineinander unabhängiger gleichzeitiger Teilchen niederer Energie, wobei weite unregelmäßige Verteilung der Spuren beobachtet wird. Neben Positronen und Negatronen werden Schauer verhältnismäßig weicher Photonen beobachtet. Bei deren Absorption entstehen Elektronen mit Energien zwischen 10^5 und $3 \cdot 10^7$ e-Volt. Hieraus wird auf Photonen geschlossen, weil sich keine Spuren von Protonen oder schwererer Kerne wie bei Neutronen zeigen. Mit 1 cm Bleiabsorber in der Kammer steigt die Zahl der Koinzidenzen, die nicht von einem Einzelschuß herrühren, auf 9,8 %, während ohne Blei nur 2,8 % beob-

achtet wurden. 1,4 cm Kohleabsorber in der Kammer erzeugt nur wenige Schauer. Die gesamte Energie eines Schauers war bisher nie höher als die eines Einzelschusses. Die einfachste Erklärung für das Zusammenwirken von Höhenstrahlen mit Materie ist die, daß ein Photon einen schweren Atomkern zur Emission von Elektronen beiderlei Vorzeichens veranlaßt. Die Diracsche Theorie, die nach Blackett und Occhialini aus dem einfallenden Photon ein Elektronenpaar entstehen läßt, ist nicht vereinbar mit der von den Verff. bevorzugten Erklärung einer Art Kernreaktion, bei welcher der Kern nicht nur die Rolle eines Katalysators spielt.

Kolhörster.

L. Leprince-Ringuet et P. Auger. Étude par la méthode des coïncidences de la variation du rayonnement cosmique suivant la latitude. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 193—198, 1934, Nr. 5. Ausführliche Darstellung der von dem Verf. in vorläufigen Mitteilungen veröffentlichten und bereits hier referierten Ergebnisse ihrer Messungen des Breiteneffekts der Höhenstrahlung zwischen Le Havre und Buenos Aires mittels Dreifach-Koinzidenzen. Drei Anordnungen wurden benutzt, zwei mit je 2·10 cm Blei zwischen den Zählrohren. Die Intensitätsänderungen mit der Breite wurden für vertikale und geneigte ungefilterte Strahlen ausgeführt, für gefilterte Strahlen nur für vertikale. Ein „Altern“ der Zählrohre über die zweimonatige Betriebsdauer wurde beobachtet. Die Ergebnisse zeigen, daß der Breiteneffekt durch die Änderung der Teilchenzahl entsteht, daß gefilterte vertikale Strahlen unter den beobachteten Breiten merklich gleiche Durchdringungsfähigkeit besitzen und daß die Richtungsverteilung sich mit der Breite ändert, jedoch ist letzterer Unterschied sehr gering bei der experimentellen Unsicherheit.

Kolhörster.

Thomas H. Johnson. Coincidence Counter Studies of the Corpuscular Component of the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 45, 569—585, 1934, Nr. 9. Zusammenfassende Darstellung vorläufiger Veröffentlichungen von T. H. Johnson. Phys. Rev. 43, 834, 1933, 44, 856, 1933; Journ. Franklin Inst. 215, 749, 1933; E. C. Stevenson, Phys. Rev. 44, 855, 1933; T. H. Johnson and E. C. Stevenson, Phys. Rev. 44, 125, 1933, worüber bereits in Phys. Ber. referiert worden ist. Es sind daher nur ergänzende Angaben nötig. In der Zählrohranordnung werden statt eines großen Zählrohres je drei kleinere benutzt, um genügend schnelles Ansprechen zu ermöglichen. Die Beobachtungen in Peru ($\lambda = 0^\circ$, Wasseräquivalente 6, 6,8 und 10 m), Panama ($\lambda = 20^\circ$, Wasseräquivalent 10 m), Mexiko ($\lambda = 29^\circ$, Wasseräquivalente 6,8, 7,2 und 10 m), Pennsylvanien und Colorado ($\lambda = 50^\circ$, Wasseräquivalente 7,2 und 10 m) werden nach Lemaître und Vallartas Theorie diskutiert. (Man vgl. Carl Störmer, Phys. Rev. 45, 835, 1934.) Die West-Ost-Asymmetrie findet sich an allen Beobachtungsorten, die Westintensität nimmt bei 10 m Wasseräquivalent von 2 bis 3 %, bei $\lambda = 50^\circ$ auf 8 bis 10 % am Äquator zu, bei 6 m Wasseräquivalent auf 16 %. Breiten- und Asymmetrie-Effekt können nur durch primäre Strahlung, die ausschließlich aus positiven Teilchen besteht, erklärt werden. Sie entspricht der intensivsten weichen Komponente mit einem mittleren $\mu/\rho = 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, die an der Oberfläche der Atmosphäre etwa 98 % der gesamten Strahlung ausmacht. Es ergibt sich auch ein Intensitätsband, welches Positron- oder Proton-Energien von 1 bis $1,8 \cdot 10^{10}$ Volt entspricht. Die Absorptionsanomalien werden durch Schauerbildung erklärt. Die Schauerbildung erfolgt über relativ weiche intermediäre Strahlen, die ebenfalls korpuskular sind. Das Intensitätsverhältnis zwischen Koinzidenzen und Ionisierung ist geringer für weiche als für die härteren Komponenten. Für die Entstehung der Höhenstrahlen werden kosmische elektrische Felder (vgl. Bothe-Kolhörster) angenommen.

Kolhörster.

Lewis Fussell, Jr. and Thomas H. Johnson. Vacuum tube characteristics in relation to the selection of coincident pulses from cosmic ray counters. Journ. Franklin Inst. **217**, 517—524, 1934, Nr. 4. Technische Angaben über die Verwendung von Radoröhren bei Koinzidenzschaltungen zur Messung von Höhenstrahlenkoinzidenzen. *Kolhörster.*

L. Mysovskij und M. Eigenson. Beobachtungen von Neutronen aus kosmischen Strahlen in einer Wilsonschen Kammer. C. R. Leningrad **2**, 223—224, 1934, Nr. 4, deutsch; russisch S. 221—223. Es wird über den Aufbau einer großen, ständig arbeitenden Nebelkammer (Durchmesser 25 cm) berichtet, mit welcher die Spuren schwerer Teilchen von 0,1 bis 15 cm Länge zunächst nur visuell beobachtet wurden. Die Richtung der langen Spuren war meist vertikal. Auf je 1000 Expansionen kamen 10 bis 15 schwere Teilchen. Es wird angenommen, daß die Bahns Spuren mit der Höhenstrahlung zusammenhängen, und da einige von ihnen die charakteristischen Merkmale von Kernspaltungen zeigen, wie sie bei Neutronen auftreten, so hofft man durch Stereoaufnahmen die Spuren näher bestimmen zu können. Zunächst kann aber nicht gesagt werden, welcher Teil der kosmischen Ionisation die beobachteten Spuren liefert. *Kolhörster.*

W. F. G. Swann and W. E. Danforth, Jr. Deflection of Cosmic-Ray Secondaries in Magnetized Iron. Phys. Rev. (2) **45**, 565, 1934, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine neue Bearbeitung der Ablenkungsversuche mit Höhenstrahlen von Mott-Smith zeigt, daß die Ergebnisse nicht der Annahme widersprechen, daß die magnetische Induktion für die Ablenkung maßgebend ist, ein eindeutiger Schluß war aber nicht zu erreichen. Deswegen wurden die Versuche unter verbesserten Bedingungen wiederholt, wobei sich eine Ablenkung von $7,8\% \pm 1\%$ feststellen ließ. Ist B , die magnetische Induktion, maßgeblich, so sollten diejenigen Strahlen, welche eine größere Energie besitzen, als sie zum Durchdringen des Eisens notwendig ist ($4,5 \cdot 10^9$ e-Volt), eine „effektive Energie“ von $1,9 \cdot 10^9$ e-Volt aufweisen: ist H , die magnetische Feldstärke, maßgebend, so würde sich eine viel kleinere Energie, als sie zum Durchsetzen des Eisens erforderlich ist, ergeben. *Kolhörster.*

Auguste Piccard. Sur la constitution des rayons cosmiques. C. R. **198**, 1683—1685, 1934, Nr. 19. In ihrer Gesamtheit kann die primäre Höhenstrahlung nicht korpuskular sein, weil sie sonst stärker vom magnetischen Erdfeld beeinflusst werden müßte. Ebenso kann sie nicht vollständig aus einer sehr energiereichen Quantenstrahlung bestehen, weil sie dann viel weniger stark absorbiert würde. Daher wird hierzu die Hypothese angedeutet, eine zusätzliche Absorption der Strahlung durch Atomkerne und Bildung von Elektronen sowie Positronen anzunehmen. Die Quantenstrahlung könnte dann schon in großen Höhen absorbiert werden unter Erzeugung der experimentell nachgewiesenen, viel durchdringenderen Korpuskularstrahlung. Vielleicht existieren auch beide Strahlenarten nebeneinander, oder eine weitere Ultra-ultra- γ -Strahlung. Jedenfalls ist aber ein Teil der Höhenstrahlung magnetisch beeinflussbar, also korpuskular. (Bekanntlich vermeidet die experimentell gestützte Erklärung des Ref., daß die magnetisch unbeeinflusste Höhenstrahlung nur wegen ihrer zu hohen Energie von dem verhältnismäßig schwachen Erdfelde nicht abgelenkt wird, die hier skizzierten Schwierigkeiten. Der Ref.) *Kolhörster.*

A. H. Compton and R. J. Stephenson. Cosmic-Ray Ionization in a Heavy Walled Chamber at High Altitudes. Phys. Rev. (2) **45**, 564, 1934, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ionisationsmessungen mit 6 cm Bleipanzern beim amerikanischen Stratosphärenflug von Settle und Fordney bis 50,5 mm Druck

sowie bei Gebirgsmessungen in 4300 m (447 mm) zeigen, daß mit dieser Panzerung die Übergangseffekte durch Sekundärstrahlen der Luft ausgeschaltet werden. Handelt es sich bei der Höhenstrahlung um Photonen, so müßte sich eine Intensitätsverteilung nach der $\Phi(\mu H)$ - oder einer aus solchen zusammengesetzten Funktion ergeben. Indessen scheint die Kurve eher nach einem einfachen Exponentialgesetz zu verlaufen, das gut durch eine Ionisationskurve nach Art der α -Strahlen mit Maxwell'scher Energieverteilung darstellbar ist.

Kolhörster.

E. C. Halliday. Thunderstorms and the penetrating radiation. Proc. Cambridge Phil. Soc. 30, 206—215, 1934, Nr. 2. Eine Nebelkammer wird durch eine Antenne derart gesteuert, daß bei Gewitter die Blitzschläge die Expansion auslösen, so daß Bahnspuren schneller β -Strahlen photographiert werden. Werden solche schnellen β -Strahlen in Gewittern erzeugt, wie die Wilsontheorie annimmt, so sollte die Zahl der Spuren dann größer gefunden werden als in vergleichbaren gewitterfreien Zeiten. Beobachtungen während 13 Gewittern von April bis August 1933 führten zu keinem schlüssigen Ergebnis. Im Vergleich mit den Beobachtungen von Schonland und Viljoen (Proc. Roy. Soc. 140, 314, 1933) treten Ähnlichkeiten in der Größe des beobachteten Effektes auf. Eine gewisse Richtungsverteilung der Bahnspuren wird gefunden, so daß die Ergebnisse zu weiteren Versuchen ermutigen.

Kolhörster.

Gordon L. Locher. The ionization by cosmic-ray particles and swift beta-particles. Journ. Franklin Inst. 217, 39—58, 1934, Nr. 1. An Hand von Wilson-Kammerspuren wird der Ionisierungsvorgang bei Durchgang von schnellen β -Strahlen oder Höhenstrahlenkorpuskeln durch Materie diskutiert. Es wird versucht, aus der Feinstruktur der Nebelspuren auf die Mikroeffekte des Ionisationsvorganges zu schließen; die von mehreren Autoren beobachtete Gabelung von Strahlen, die möglicherweise als durch die Primärstrahlung hervorgerufene Kernexplosionen zu deuten sind, werden dagegen nicht untersucht. Die Nebelspuren zeigen zahlreiche Ionennester und kleinere Verästelungen, die auf das Auftreten von weichen Sekundärelektronen schließen lassen; die Analyse der „Äste“ deutet auf zwei verschiedene Mechanismen: 1. Das primäre Teilchen erzeugt durch direkten Stoß an den äußeren Elektronen sekundäre β -Strahlen; ihre Reichweite kann kontinuierlich jeden Wert annehmen, während die Richtung mit wachsender Energie des Primärstrahls immer kleinere Winkel mit der Primärstrahlenrichtung einschließt. 2. Hebt andererseits das Primärteilchen ein Elektron in eine höhere Quantenbahn, so emittiert das Atom bei der Rückkehr in den Anfangszustand eine Röntgenstrahlung, die durch einen Comptoneffekt eines der äußeren Schalen-elektronen ausschleudert (Wilson-Auger-Effekt). Die Reichweite dieser Photoelektronen ist durch die Terme des angeregten Atoms bestimmt, während ihre Richtungen völlig unabhängig von der Primärstrahlenrichtung sind. Die Ausführungen sind mit einer Reihe von Wilson-Kameraufnahmen illustriert. Es wird geschlossen, daß die Zahl der allein vom Primärstrahl direkt erzeugten Ionen pro Bahnzentimeter erheblich kleiner ist als die Zahl der pro Zentimeter erzeugten Ionen überhaupt. [Als spezifische Ionisation ist es jedoch üblich (vgl. Handbuch der Physik), die Zahl aller pro Bahnzentimeter erzeugten Ionen zu zählen; im Gegensatz hierzu bezeichnet Verf. nunmehr als spezifische Ionisation nur die direkt vom Primärstrahl erzeugten Ionen, um den Einwänden von Kolhörster und Tuwim (ZS. f. Phys. 81, 435, 1933) zu entgehen. Ref.]

Jánosy.

W. Baade and F. Zwicky. Cosmic rays from Super-Novae. Proc. Nat. Acad. Amer. 20, 259—263, 1934, Nr. 5. Nach einem Rückblick über die Hypothesen zur Deutung des Ursprungs der kosmischen Strahlen wird der Versuch unter-
nommen, diese den Übernovae zuzuschreiben. Die aus dem Innern dieser Sterne

austretende kosmische Strahlung ist sehr hart, die zurückgehaltenen Strahlen dienen zur Erhitzung der Sternmaterie. Durch die Entstehung in Übernovae ist es erklärlich, warum unser eigenes Milchstraßensystem in der Beobachtungszeit keine kosmische Strahlung aussendet (geringe Häufigkeit dieser Objekte). Die Intensitätsberechnung ergibt $0,8 \cdot 10^{-3}$ bis $8 \cdot 10^{-3}$ erg/qcm sec in Übereinstimmung mit Regeners Wert. Im Falle eines Aufleuchtens einer Übernovae in unserem System müßte diese Energie für einige Tage um das 10^4 fache zunehmen. Aufleuchten in einem benachbarten extragalaktischen Nebel müßte eine Intensitätszunahme um 0,01 erg/qcm sec ergeben, dabei wird auf die Regenersche Beobachtung vom 29. März 1933 hingewiesen. Deutung des Ost-West-Effektes und der fehlenden Absorption durch interstellare Materie fehlen noch. Hingewiesen wird auf die Umwandlung vom Übernovaetyp zum Stern, der hauptsächlich aus Neutronen besteht.

Sättlele.

Heinz Lettau. Ausgewählte Probleme bei stehenden Wellen in Seen. Ann. d. Hydrogr. 62, 13—20, 1934, Nr. 1. Untersuchungen von stehenden Schwingungen in den ostpreußischen Haffen führten zur Behandlung der folgenden Probleme: a) Anregung von stehenden Wellen in Seen durch nichtperiodische Kräfte; b) Einwirkungsmöglichkeit von Seichesströmungen auf Ufer- und Tiefenverhältnisse; c) Abänderung der Dauer der freien Eigenschwingungen bei stattfindender Tiefenbeeinflussung; d) Turbulenzreibung in Seen. Ausgehend von den rein theoretischen Grundlagen werden die formelmäßigen Überlegungen durch Tabellen erläutert und ihre Richtigkeit an Hand von Beispielen dargelegt.

Fritz Hänsch.

W. Köppen. Zustand der Nordsee vor 18 000 Jahren. Meteorol. ZS. 51, 188, 1934, Nr. 5. Der niedrigste Stand der Oberfläche des Weltmeeres dürfte vor 18 000 Jahren gewesen sein. Der Boden der Nordsee wird damals bis zur Linie Skagen—Newcastle trocken gelegen sein und die Pflanzen- und Tierwelt getragen haben, die jetzt die Nordsee umgibt, da Sonnenstrahlung und Temperatur ungefähr der jetzigen gleich waren. Dadurch war auch der Wiedereinwanderung der in der Zeit der vorhergehenden kühlen Sommer in Großbritannien etwa ausgestorbenen Pflanzenarten der Weg frei.

F. Steinhauser.

Franz Zorell. Ein neuer Atlas für Temperatur und Salzgehalt im Oberflächenwasser der Nordsee. Ann. d. Hydrogr. 62, 102—103, 1934, Nr. 3. Der Atlas, der ausführlich besprochen wird, ist eine endgültige Darstellung (veröffentlicht von der internationalen Kommission) aller von 1902 bis 1928 in der Nordsee angestellten Beobachtungen der Temperatur und des Salzgehaltes an der Oberfläche in Form von Monatskarten. Der neue Atlas wird vor allem mit dem schon vorliegenden Material der Seewarte verglichen.

Fritz Hänsch.

Robert Lami. Sur l'hétérogénéité de quelques caractères physiques des cuvettes littorales. C. R. 198, 1528—1529, 1934, Nr. 17. Uferbecken, die bei Ebbe vom Meer vollständig abgeschlossen sind, zeigen eine in sich geschlossene Beschaffenheit in bezug auf physikalische Eigenschaften (Salzgehalt, Temperatur, Sauerstoffgehalt, organische Bestandteile, Wasserstoffionenkonzentration), die sich aber rasch ändern. Die bisherigen Ergebnisse anderer Forscher und vor allem eigene Untersuchungen und Experimente werden mitgeteilt, die sich mit den positiven Wasserstoffionen und den organischen Bestandteilen beschäftigen.

Fritz Hänsch.

Gerhard Castens. Georg Wüst: Das Bodenwasser und die Gliederung des Atlantischen Ozeans. Ann. d. Hydrogr. 62, 185—191, 1934, Nr. 5.

H. Ebert.

H. Thorade. Die Gezeitenwelle des Atlantischen Ozeans. Nach A. Defants Bearbeitung der „Meteor“-Beobachtungen. Ann. d. Hydrogr. 62, 1—7, 1934, Nr. 1. Der Stand der Untersuchungen über die Gezeitenwellen des Atlantischen Ozeans wird besonders unter Anlehnung an Arbeiten von Defant behandelt. Nach Erörterungen über Strommessungen und ihre Bearbeitungen werden die Ergebnisse in einer Gezeitenkarte zusammengefaßt und diskutiert. Ein weiterer Abschnitt beschäftigt sich mit den inneren Gezeiten.

Fritz Hänsch.

H. R. Seiwel und G. E. Seiwel. Über den Gesamtphosphorgehalt des Seewassers im westlichen Nordatlantischen Ozean. (Vorläufiger Bericht.) Ann. d. Hydrogr. 62, 7—13, 1934, Nr. 1. Der Untersuchung liegen die Beobachtungen und Messungen einer Fahrt der Atlantis im nordwestlichen Atlantischen Ozean von Februar bis März 1932 zugrunde. Bei der Feststellung des Gesamtphosphorgehaltes wird unterschieden zwischen Phosphat und organischem Phosphor. Besonders behandelt wird die Beziehung zwischen Plankton und Phosphat. Außer den Oberflächenbeobachtungen wird die vertikale Verteilung des organisch gebundenen Phosphors untersucht. Dabei ergibt sich, daß in den oberflächennahen Schichten die äquatoriale Zone produktionsfähiger ist als das Saragossaseegebiet. Außerdem wird noch eine nährstoffarme Wasserschicht festgestellt.

Fritz Hänsch.

B. Schulz. Die Fahrt des Vermessungsschiffes „Meteor“ nach den ostisländischen und ostgrönländischen Gewässern im Sommer 1933. Ann. d. Hydrogr. 62, 24—26, 1934, Nr. 1. Es wird von einer Forschungsfahrt im August und September 1933 berichtet. Neben einem allgemeinen Reisebericht werden die Aufgaben der Fahrt angeführt. Die Hauptaufgabe war, ozeanographische Untersuchungen auszuführen. Und zwar sollten der Ostislandstrom und sein Wurzelgebiet nördlich und östlich von Island näher erforscht werden. Außerdem wurde noch meteorologisch gearbeitet, um die im Rahmen des internationalen Polarjahres auf den umliegenden Landgebieten ausgeführten Untersuchungen zu ergänzen.

Fritz Hänsch.

Georges Bruel. La carte du Moyen-Ogooué à l'Océan, au $\frac{1}{500\,000}$ d'A. Meunier (1932). C. R. 198, 640—642, 1934, Nr. 7. Die Vermessung von Französisch-Äquatorial-Afrika bis zum Ozean wird geschildert und das Ergebnis unter Verwendung älterer Resultate in einer Karte festgehalten.

Fritz Hänsch.

J. Richter. Die Eisverhältnisse des Weißen Meeres. Ann. d. Hydrogr. 62, 89—95, 1934, Nr. 3. Zunächst werden die Beobachtungsdaten in Tabellen zusammengefaßt (Anzahl der Tage mit Eis; Daten der ersten Eisbildung). In dem Abschnitt „Die örtlichen Unterschiede in der Eisbesetzung“ werden zunächst das Klima und dann die Bodengestaltung, Hydrographie und ihre Beziehung zu den Eisverhältnissen behandelt, wobei auf Temperatur und Salzgehalt eingegangen wird und vor allem Schnitte in verschiedenen Richtungen gelegt werden. Endlich werden die zeitlichen Unterschiede der Vereisung untersucht, um zum Schluß noch einige allgemeine Bemerkungen über den Zustand des Eises und seine Bewegungen anzufügen.

Fritz Hänsch.

W. Köppen. Einfacher Weg zur Ableitung des Korrelationsfaktors. Ann. d. Hydrogr. 62, 204—206, 1934, Nr. 5. Galton schlug (1886) die Berechnung eines mathematischen Ausdrucks für den Zusammenhang zwischen Größen vor, die miteinander in einer nicht starren, sondern losen, nur statistisch nachweisbaren Verknüpfung stehen. An Hand der Pearson-Yuleschen Überlegungen weist Verf. auf ein von ihm vorgeschlagenes graphisches Verfahren hin, zu dessen leichter Verwendung ein Diagramm beigegeben ist. Die beiden zu vergleichenden Größenreihen (x und y) werden in zweierlei Weise (einmal x nach

Stufen von y , und umgekehrt) aufgetragen, dann kann aus den Winkeln der Kurven jeweils mit der entsprechenden Achse im Koordinatenkreuz der Korrelationsfaktor bestimmt werden. *H. Ebert.*

K. F. Wasserfall. Praktische Versuche mit langfristigen Wettervorhersagen. II. Meteorol. ZS. 51, 31—35, 1934, Nr. 1. Im Anschluß an frühere Untersuchungen, die vor allem die 13½- und 27tägige Periodizität, bedingt durch die Sonnenflecken, in der Atmosphäre feststellen, werden praktische Versuche mit langfristigen Wettervorhersagen mitgeteilt. Die synthetische Konstruktion der Variation in der Temperatur ist eine Zusammensetzung von fünf Wellenserien. Art der Prognosen und die dazu nötigen Daten werden genau beschrieben. *Fritz Hänsch.*

Heinrich Seilkopf. Meteorologische Arbeiten zur Vorbereitung und Sicherung des Ozeanluftverkehrs. Probleme und Ergebnisse. Meteorol. ZS. 51, 1—9, 1934, Nr. 1. Zunächst werden die Grundlagen einer Flugberatung für den Ozeanflugverkehr geschildert. Unter Verwendung von Küstenbeobachtungen, Schiffsmeldungen und vor allem Wettermeldungen von Luftfahrzeugen, die einen besonderen Schlüssel haben, werden die einzelnen Flugunternehmungen, die aufgeführt werden, beraten. Weiterhin kommt noch die Flugwetterwarte Dampfer Westfalen dazu. Von den rein meteorologischen Problemen werden kurz behandelt: ein synoptisches, ein meßtechnisches, ein aerologisches und ein navigatorisches. Es werden täglich Wetterkarten gezeichnet, ferner werden die klimatischen Mittelwerte zur Beratung zu Hilfe gezogen. Ein besonderes, strahlungsgeschütztes und ventiliertes Thermometer wird für Temperaturmessungen auf Schiff benutzt. Die Höhenwindmessungen sind verarbeitet worden und lassen so Aussagen über die Strömungen bis in große Höhen zu. Die meteorologische Navigation sucht die für den Flug günstigsten Wetter-, vor allem aber Windverhältnisse auf, um so Wirtschaftlichkeit und Regelmäßigkeit des Verkehrs und Ersparung der Betriebskosten zu sichern. Die gesamte Leitung und Beratung des Ozeanflugwetterdienstes wird von der deutschen Seewarte ausgeführt.

Fritz Hänsch.

Heinrich Barvir. Zur Annahme und Erklärung einer zweigeteilten 27tägigen Periodizität. Meteorol. ZS. 51, 230—231, 1934, Nr. 6. Schon 1886 hat K. W. Zenger auf diese Periode hingewiesen. Er nahm an, daß es auf der Sonne in der Nähe des Äquators zwei um 180° voneinander entfernte Punkte gibt, wo Sonnenzyklonen vornehmlich entstehen, die auf der Erde wirksam sein sollen. Diese Punkte gelangen in Abständen von 13,4 Tagen wieder in dieselbe Lage zum Beobachtungsort auf der Erde. Der Verf. führt einige Reihen von Erdbeben an, in deren Auftreten diese Periode wiederzufinden ist. *F. Steinhauser.*

P. Raethjen. Die Aufgleitfront, ihr Gleichgewicht und ihre Umlagerung. I. Teil: Gleichgewichtstheorie. Meteorol. ZS. 51, 161—172, 1934, Nr. 5. Für die alten Theorien von Helmholtz und Margules bringt der Verf. eine neue, den heutigen, synoptisch und aerologisch gewonnenen Kenntnissen von der Aufgleitfront gerecht werdende allgemeine Theorie des Gleichgewichtes zweier Luftmassen. Bei einer bliebig orientierten geradlinigen Front gilt für die Neigung der Gleichgewichtsfläche im stationären Zustand:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2 \omega_0 \sin \chi}{g} \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_2 - \rho_1}.$$

Dabei wurden als Koordinatenflächen die Potentialfläche des Geopotentials und die Quasipotentialfläche der Corioliskraft gewählt (t = Normalabstand von der Quasipotentialfläche, χ = Winkel zwischen Front und Parallele zur Erdachse, ρ und v sind Dichte und Geschwindigkeit in beiden Luftmassen). Die Neigung der Gleichgewichtsfläche ändert sich mit der Höhe in denjenigen Polytropenschichten, in

welchen die Temperaturgradienten beider Luftmassen verschieden sind. Die Stabilitätsbedingungen der Schwerkraft (dichtere Luft unter der leichteren) und der Corioliskraft (zyklonale Umströmung der Front) werden angegeben. Bei gekrümmter Front ist im stationären Zustand die Neigung der Gleichgewichtsfläche gegeben durch:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{2 \omega_0 \sin \varphi}{g} \frac{\varrho_2 v_2 - \varrho_1 v_1}{\varrho_2 - \varrho_1} + \frac{1}{r'' g} \frac{\varrho_2 v_2^2 - \varrho_1 v_1^2}{\varrho_2 - \varrho_1},$$

wo r'' der Krümmungsradius der Front ist. Die Neigung wird größer, wenn der Krümmungsradius in die schwächer strömende Luftmasse fällt, und kleiner im umgekehrten Fall. Wenn der Krümmungsradius der Front ins Kaltluftgebiet fällt, entsteht eine Mischluftzone, deren Gleichgewichtsgrenzen nach oben auseinanderlaufen; wenn er aber ins Warmluftgebiet fällt, laufen die Gleichgewichtsflächen nach oben zusammen. Bei trockenen Luftmassen mit einheitlicher potentieller Temperatur müßte im ersten Fall vertikale Aufwärtsbewegung der Mischluft, im zweiten Fall Abwärtsbewegung eintreten.

F. Steinhäuser.

P. Raethjen. Die Aufgleitfront, ihr Gleichgewicht und ihre Umlagerung. II. Teil: Umlagerungstheorie. Meteorol. ZS. 51, 212—225, 1934, Nr. 6. Der Verf. untersucht die Stabilität von trockener Mischluft und von Wolkenmischluft, die zwischen den Gleichgewichtsflächen zweier verschiedener Luftmassen entstehen und gibt die Vorgänge beim Aufgleiten dieser Mischluft an. Die feuchtlabile Aufgleitfront besitzt keine Eigenbewegung, sondern die aufgleitende Umlagerung pflanzt sich in Richtung der Front fort, indem die Front an dem einen Ende im Zyklonenkern altert und an der Peripherie der Zyklone neu entsteht, wenn dort feuchtlabile Energie zur Verfügung steht. Während die Böenfront die Umlagerungsfront einer größeren einheitlichen, vertikal feuchtlabil geschichteten Luftmasse ist, stellt die Aufgleitfront die Umlagerung der im Gleichgewicht gestörten Mischluft an der Grenzfläche zwischen zwei Luftmassen dar, die in dieser Fläche feuchtlabil geschichtet ist.

F. Steinhäuser.

K. Keil. Zur Frage der klimatologischen Verwertbarkeit aerologischer Messungen nach verschiedenen Aufstiegsmethoden. Meteorol. ZS. 51, 228—229, 1934, Nr. 6. Zur Beurteilung der Auswirkung der im Einzelfall bei aerologischen Messungen auftretenden Differenzen auf den klimatologischen Mittelwert hat der Verf. nach langjährigen Beobachtungen in Lindenberg und München die mittlere Temperaturabnahme für je 1° Breitenzunahme in 1, 2, 3 und 5 km Höhe für Deutschland berechnet. Damit konnten dann nach der geographischen Breite für die einzelnen deutschen Aufstiegsorte die „Normalwerte“ angegeben werden. Diesen werden die Mittelwerte aus dem Polarjahr (September 1932 bis August 1933) gegenübergestellt.

F. Steinhäuser.

E. Palmén. Über die Temperaturverteilung in der Stratosphäre und ihren Einfluß auf die Dynamik des Wetters. Meteorol. ZS. 51, 17—23, 1934, Nr. 1. Zur Untersuchung werden sämtliche erreichbaren Aufstiegswerte benutzt. Temperaturverhältnisse im Sommer und Winter, am Pol und Äquator, in der Stratosphäre und Troposphäre werden diskutiert und in Zusammenhang mit der Zirkulation gebracht. Die größte atmosphärische Aktivität tritt zu einer Jahreszeit ein, wo die Temperaturdifferenz Äquator—Pol in der Troposphäre ihren Maximalwert, also in der Stratosphäre ihren Minimalwert erreicht. Da der jährliche Gang der Temperaturdifferenz Äquator—Pol in der Stratosphäre besonders groß ist, kann man daraus schließen, daß die Bedeutung des meridionalen stratosphärischen Solenoidfeldes für die Entstehung der atmosphärischen Störungen und der Druckschwankungen in der Niederung im Vergleich mit der Bedeutung der Troposphäre zurücktritt.

Fritz Hünsch.

Johannes Letzmann. Die konvektive Labilität in der Atmosphäre. Ann. d. Hydrogr. 62, 192—194, 1934, Nr. 5. Da der Rotationsbewegung in der Atmosphäre die gleiche Bedeutung vom Standpunkt der Wirbelforschung zugesprochen werden muß, wie der Vertikalbewegung, will Verf. in einigen Mitteilungen diesbezügliche Fragen behandeln. Er beginnt in der vorliegenden Arbeit mit der Stabilität ruhender Luftmassen. Dabei geht er aus von der Hesselbergschen Gleichung der Stabilitätsbeschleunigung und bespricht den adiabatischen und nicht adiabatischen Fall. Es spielen die Temperaturgradienten eine wesentliche Rolle. Bei 0,974° je 100 m geht die Stabilität in Labilität (bei fallendem Gradienten) über. Bei — 3,419° je 100 m genügt ein unendlich kleiner Anstoß, um die Bewegung auszulösen und einen Schichtenumsturz einzuleiten.
H. Ebert.

Simon De Baker. Turbulence atmosphérique. C. R. 197, 1587—1589, 1933, Nr. 25.

E. Reichel. Über den Einfluß des Meeres auf Wind, Temperatur und Feuchtigkeit an der pommerschen Küste. Ann. d. Hydrogr. 62, 195—199, 1934, Nr. 5. Verf. bringt Beispiele für die Wirkung des Windwechsels an der Küste mit Temperatur und Feuchtigkeit, insbesondere soll auf Grund bisher vorliegenden Beobachtungsstoffes ein Anhalt für die Ausdehnung einer diesbezüglichen Untersuchung gewonnen werden. Es zeigte sich, daß beim täglichen Gang der Temperatur ein merkbarer Einfluß des Meeres schon wesentlich früher (nach 20 km) als beim Wind (nach etwa 50 km) verschwindet. Bei der Feuchtigkeit scheint der örtliche Einfluß wesentlich stärker, nur die sehr nahe an der Küste liegenden Stationen (bis 10 km) scheinen Seewindeinfluß zu zeigen.
H. Ebert.

W. Köppen. Häufigkeit, Veränderlichkeit und Mittelwerte von Temperaturen. Ann. d. Hydrogr. 62, 199—201, 1934, Nr. 5. Zur Prüfung der Doveschen (1866) Ansicht: „Es folgte für Klimate, wo Trübheit vorwaltender Witterungscharakter ist, unmittelbar, daß die kältesten Winter mehr unter die mittlere Winterkälte fallen, als die mildesten Winter darüber, umgekehrt hingegen die heißesten Sommer sich mehr über die mittlere Sommerwärme erheben, als die kühlfsten unter dieselben herabsinken“, stellt Verf. die Abweichungen der Monatsmittel der je vier kältesten und wärmsten Wintermonate aus den Jahren 1881 bis 1918 vom Mittel derselben 38 Jahre zusammen. Die Zahlen von Berlin bestätigen vollkommen Doves Satz; die Erklärung durch die mittlere Bewölkung aber versagt, da diese Unsymmetrie auch bei den heiteren Wintern von Ostasien, allerdings in geringerem Maße, vorhanden ist. Die Ursache wird vom Verf. in der geringeren Veränderlichkeit der Bewölkung in den betreffenden Jahreszeiten gesehen.
H. Ebert.

Max Bouet. Un cas d'oscillation d'une couche d'inversion de température. Bull. soc. vaud. 58, 165—172, 1934, Nr. 234. Eine Kaltluftmasse, die vom 14. zum 15. Januar 1933 über der Schweizer Hochebene lag, wurde in der Höhe durch eine kräftige Inversion begrenzt. Sie geriet in periodische Schwingungen, ähnlich den von Seen her bekannten Seiches. Mit Hilfe von Registrierkurven an verschiedenen hoch gelegenen Stationen wird die periodische Auf- und Abwärtsbewegung der Inversion genau untersucht.
Fritz Hänsch.

G. T. Walker. Meteorology and Gliding. Nature 133, 870, 1934, Nr. 3371. Die kurze Mitteilung stellt eine Entgegnung auf eine frühere Untersuchung von Collins dar, worin besonders auf die Vertikalbewegung in und unter Wolken eingegangen wird, wie sie für den Segelflug wichtig ist. Anfangs wird die Möglichkeit von Temperaturmessungen mit Segelflugzeugen gestreift.
Fritz Hänsch.

Herbert Schober. Beobachtung der Ablösung eines Luftwirbels bei starken Temperaturunterschieden in der bodennahen Luftschicht. Meteorol. ZS. 51, 193—194, 1934, Nr. 5. Verf. hatte am Vormittag eines Augusttages bei vollkommener Windstille und wolkenlosem Strahlungswetter beobachtet, wie sich aus einer schattigen Allee ein lebhafter Wirbel löste und sich etwa 100 m über eine sonenbeschienene Wiese hinwegbewegte. Dieser Wirbel dürfte seine Entstehung dem großen Temperaturgradienten zwischen Allee und Wiese verdanken und durch irgendeine kleine Störung ausgelöst worden sein.

F. Steinhauser.

Eduard Markus. Der Nordatlantik als Vertiefungsgebiet. barometrischer Minima. Ann. d. Hydrogr. 62, 225—233, 1934, Nr. 6. Unter den sieben Vertiefungsgebieten der Zyklonen (barometrischen Minima) nimmt das westeuropäische Meer mit einer mittleren jährlichen Zahl an Vertiefungen von fast 80 eine hervorragende Stelle ein. So erscheint dieses Meer als ein deutlich abgrenzbarer Naturkomplex. Als Ursache dieser Vertiefungen werden das Vorhandensein positiver Temperaturanomalien, der Wärmeüberschuß und die warmen Meereströmungen in dem genannten Meere angeführt. Die Minima vertiefen sich vornehmlich in den kalten Monaten.

H. Ebert.

Heinz Lettau. Atmosphärische Zirkulation auf der nördlichen Halbkugel im Lichte der Turbulenzvorstellungen. Ann. d. Hydrogr. 62, 252—256, 1934, Nr. 6. Der im Einzelfall selbst für eine ganze Halbkugel so ungesetzmäßig erscheinende Bewegungszustand der Atmosphäre erweist sich bei zusammenfassender Behandlung eines genügend langen Zeitraumes als doch verhältnismäßig geregelt. Das kommt in der Verteilung der Turbulenzenergieausgabe zum Ausdruck.

H. Ebert.

Adam Kochański. Sur la variation diurne de la pression et le transport des masses atmosphériques en Europe. Comm. Inst. Géophys. Lwów 6, 1—40, 1933, Nr. 67. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Der tägliche Luftdruckgang in Europa wird für eine ganze Reihe von Stationen untersucht. Es ergeben sich zunächst einmal drei Typen: der Küstentyp, der Bergtyp, der Kontinentaltyp. Die Unterschiede kommen durch verschiedene Luftmassen zustande. Die Ergebnisse der harmonischen Analyse werden genau besprochen und mitgeteilt. Im allgemeinen nehmen die Amplituden mit der Breite ab. Während wir über dem Atlantik und der Nordsee große Amplituden finden, sind sie über Nordosteuropa klein.

Fritz Hänsch.

R. Spitaler. Die Verschiebung der Kalmen in der Vorzeit. Meteorol. ZS. 51, 206—209, 1934, Nr. 6. Der Verf. berechnet für die Perihelstellungen $\Pi = 270^\circ$ und $\Pi = 90^\circ$ die mittlere Lage und Temperatur der Linien niedrigsten Luftdruckes (Troglinien). Die Lage dieser Troglinien an sich ist zwischen $\Pi = 270^\circ$ und $\Pi = 90^\circ$ nicht geändert, hat aber bei $\Pi = 90^\circ$ höhere Temperatur. Bei $\Pi = 90^\circ$ waren die Sommertemperaturen auf der nördlichen Halbkugel höher und auf der südlichen tiefer. Die Temperatur der Troglinie bei $\Pi = 270^\circ$ in 8 bis 9° nördlicher Breite findet sich bei $\Pi = 90^\circ$ erst in $2\frac{1}{2}^\circ$ südlicher Breite.

F. Steinhauser.

H. Wagemann. Die Herkunft der kinetischen Energie der Stürme. Meteorol. ZS. 51, 189—190, 1934, Nr. 5. Der Verf. berichtet von einem Versuch, die maximale Windgeschwindigkeit in einer Zyklone bereits bei ihrer Bildung aus den Wetterkarten oder aerologischen Aufstiegen zu entnehmenden Daten unter der Annahme vorauszuberechnen, daß die bei Umlagerung isolierter, trockener Luftmassen gewonnene kinetische Energie dem zyklonalen Windsystem zugute kommt. Aus der guten Übereinstimmung der unter diesen Annahmen vorausberechneten Windgeschwindigkeiten mit tatsächlich eingetroffenen schließt der

Verf., daß die Kondensationsenergie des Wasserdampfes in den großen Zirkulationen der Depressionen nur eine untergeordnete Rolle spielen kann. *F. Steinhäuser.*

F. Loewe. Eine bisher unbekannte Ursache örtlicher Niederschlagsbildung. Meteorol. ZS. 51, 191, 1934, Nr. 5. Bei großen Gletscherkalbungen hatte Sorge in Grönland beobachtet, daß nachher die Abbruchfront dampfte und mit Schnee überstäubt erschien. Verf. erklärt dies damit, daß bei Berührung der wärmeren Außenluft mit der negativ temperierten Abrißluft Abkühlung, Sublimation, Nebelbildung und Niederschlag eintreten muß. *F. Steinhäuser.*

K. Keil. Mittelwerte der Temperatur in verschiedenen Höhen während des Polarjahres 1932/33. Meteorol. ZS. 51, 193, 1934, Nr. 5. Es werden die Mittelwerte der Temperaturen nach Flugzeugaufstiegen im Polarjahr 1932/33 in Berlin, Darmstadt, Hamburg, Königsberg und München für die einzelnen Jahreszeiten und für die Höhenstufen 500, 1000, 2000, 3000, 4000 und 5000 m angegeben. *F. Steinhäuser.*

Friedrich Lauscher, unter Mitwirkung von **Otmar Eckel.** Pilotballonbeobachtungen im Gailtal (Kärnten). (Zur Kenntnis der Berg- und Talwinde und der Wirkungsweise des Gradientwindes.) Meteorol. ZS. 51, 201—206, 1934, Nr. 6. Zur Untersuchung wurden zwölf Aufstiege an vier Tagen des Mai 1933 verwendet. Am Morgen wuchs der Talwind nur allmählich vom Talgrund her nach oben und hatte um 11 Uhr das ganze Tal ergriffen. Im Tal war die durchschnittliche Geschwindigkeit des Bergwindes 1 m/sec, die des Talwindes 4 bis 5 m/sec. Im Gesamtmittel aller Aufstiege war im Tal die Geschwindigkeit am größten 60 m über dem Boden, nahm bis 1000 m relativer Höhe bis nahezu auf die Hälfte ab und darüber wieder rasch zu. Oberhalb der Kammhöhe (1350 m relativer Höhe) war offenbar durch Verwirbelung eine kleine Störung in der Zunahme. Die Geschwindigkeit des Bergwindes nahm vom Boden her bis 400 m Höhe rasch zu und blieb dann bis zu seiner oberen Grenze (1200 m relativer Höhe) ziemlich gleich. Der Höhenwind oberhalb der Kammhöhe war nachts stärker als bei Tag. *F. Steinhäuser.*

Herbert Schober. Blauer Nebel. Meteorol. ZS. 51, 233—234, 1934, Nr. 6. Am Vormittag eines Dezembertages beobachtete der Verf. im Salzachtal bei Schneelage und dunstigem Tauwetter intensiv blauen Nebel. Die Landschaft bot in dem blauen Streulicht den Eindruck einer stark übertonten photographischen Eisenzyankopie. Zur Erklärung wird Streuung des Himmelslichtes an den von Industrieanlagen herrührenden streuenden Teilchen ausgewählter Größe angenommen. *F. Steinhäuser.*

W. Köppen. Der Umschwung der Windverhältnisse von Europa vor etwa 12 000 Jahren. Meteorol. ZS. 51, 189, 1934, Nr. 5. Aus den jetzigen Verhältnissen um Antarktis und Grönland schließt der Verf., daß zur Zeit der letzten baltischen Eiszeit vor 18 000 Jahren Mitteleuropa und Südschweden vorherrschend trockene Nordostwinde gehabt haben müssen, während nach Verschwinden der fennoskandinavischen Eiskappe vor 8000 Jahren Westwinde die Vorherrschaft erlangt haben werden. Die mit diesem Windwechsel verbundene Änderung der Niederschlagsverhältnisse kann die auf mindestens 700 Jahre geschätzte Rückzugspause des nordischen Inlandeises auch ohne Temperaturrückgang verursacht haben. *F. Steinhäuser.*

M. Bender. Strahlungs- und Klimamessungen im Physikalischen Institut der Universität Greifswald. Strahlentherapie 49, 504—524, 1934, Nr. 3. Für die Monatsmittel der Jahre 1931 und 1932 werden die Meßresultate verschiedener klimatischer Daten, wie Sonnenscheindauer, Gesamtstrahlung, Ultraviolettstrahlung und Abkühlungsgröße im Zusammenhang mit den

sonst üblichen meteorologischen Angaben (Luftdruck, Temperatur usw.) mitgeteilt und diskutiert. Aus den Messungen der Gesamtstrahlung mit dem Michelson-Marten-Aktinometer können Schlüsse auf die atmosphärische Reinheit gezogen werden. Die Messungen wurden im Physikalischen Institut der Universität Greifswald durchgeführt, mit Ausnahme einiger vergleichender Ultraviolettstrahlungsmessungen auf der Ostsee.

Nitka.

R. Spitaler. Zur Bestrahlung der Erde durch die Sonne. Meteorol. ZS. **51**, 209—212, 1934, Nr. 6. Der Verf. entwickelt die Berechnung der Grundlinie der Kalmen als Gebiet der kleinsten jährlichen Veränderlichkeit der Bestrahlung nach Hopfners Formeln und findet hierfür für die Gegenwart den Breitenkreis $\varphi = 40^{\circ} 34' \text{ N}$ in Abweichung von Wundt, der nach Milankovitschs Formeln eine Breite von $21\frac{1}{2}^{\circ} \text{ N}$ berechnet hatte. Bei gleicher Exzentrizität liegt bei der um 180° entgegengesetzten Perihelstellung die Grundlinie der Kalmen $40^{\circ} 34' \text{ S}$ und bei $I = 0^{\circ}$ und 180° am Äquator. Zur Eiszeit ergibt sich bei Exzentrizität $e = 0,06$ und Schiefe der Ekliptik $\varepsilon = 23\frac{1}{2}^{\circ}$ als Grundlinie der Kalmen bei $I = 270^{\circ}$ $\varphi = 16^{\circ} 44' \text{ N}$ und bei $I = 90^{\circ}$ $\varphi = 16^{\circ} 44' \text{ S}$.

F. Steinhauser.

H. Bongards. Ist es nötig, die Tabellen der maximalen Dampfspannung zu reformieren? Ann. d. Hydrogr. **62**, 201—204, 1934, Nr. 5. Verf. zeigt, daß die von Wegener (1933) geäußerte Ansicht, die heutigen Dampfspannungstabellen besäßen nur einen beschränkten Geltungsbereich für Normalluft und müßten die Art der Kondensationskerne berücksichtigen, mit den physikalischen Begriffen des Gleichgewichtes nicht verträglich ist. Es läge daher kein Anlaß zur Änderung der gebräuchlichen Tabellen und der üblichen Bezeichnungsweise vor.

H. Ebert.

Edward Stenz. Eine seltene Haloerscheinung. Gerlands Beitr. z. Geophys. **41**, 479—483, 1934 Nr. 4. Der Verf. hat am 8. Juli 1926 um 17.30 Uhr in Karwia an der Ostsee als sehr seltene Haloerscheinung den Burneyschen Ring (Radius 19°) und 5° oberhalb den Parryschen Halo und außerdem seitlich Teile des gewöhnlichen Ringes von 22° beobachtet. Später bildeten sich vier Nebensonnen: zwei des Halos von 19° und zwei des Halos von 22° , die aber um ungefähr $\frac{1}{2}^{\circ}$ höher als die ersteren Nebensonnen und die Sonne selbst lagen.

F. Steinhauser.

Otmar Eckel. Die Verteilung der Ultraviolettstrahlung über das Himmelsgewölbe. Meteorol. ZS. **51**, 180—188, 1934, Nr. 5. Der Verf. hat mit einer Cadmiumzelle auf der Kanzelhöhe (1500 m) in Kärnten Messungen der Intensität der Ultraviolettstrahlung der Sonne oder einzelner Himmelsstücke und auch des Gesamthimmels durchgeführt. Nach den Meßergebnissen konnten Isophoten des ultravioletten Himmelslichtes bei verschiedenen Sonnenhöhen gezeichnet werden. Bei wolkenlosem Himmel umschließt ein Hauptmaximum der Ultraviolettstrahlung die Sonne; ein Nebenmaximum liegt auf der Gegenseite 20° über dem Horizont. Das Minimum liegt im Sonnenvertikal 72 bis 81° über der Sonne. Bei vollständig und gleichmäßig bewölktem Himmel nimmt die Intensität vom Maximum im Zenit gegen den Horizont nach allen Seiten ab. Ultraviolettes Unterlicht und Reflexstrahlung von Nebel-, Wasser-, Eis- und Schneeflächen wurden auch gemessen. Weiter wurde die Bestrahlung eines aufrechten Zylindermantels, einer Horizontalebene und vertikaler Ost-, Süd- und Nordwände für verschiedene Jahreszeiten berechnet.

F. Steinhauser.

Leonhard Foitzik. Messungen der spektralen Lichtdurchlässigkeit von Naturnebeln mit einem neuen Sichtmesser. Naturwissensch. **22**, 384—386, 1934, Nr. 22/24. Zweck des vom Verf. konstruierten Sichtmessers ist die experimentelle Nachprüfung der theoretisch erschlossenen Zu-

sammenhänge zwischen den theoretisch definierten Größen der Sichtweite eines absolut schwarzen Zieles (bei Tage), der Tragweite weißer Lichter (bei Nacht) und dem Schwächungskoeffizienten des Nebels (bzw. Dunstes). Durch eine genauer aus der Arbeit zu ersiehende experimentelle Anordnung wird erreicht, daß ein durch die künstliche Lichtquelle erzeugtes paralleles Lichtbündel in zwei Bündel gespalten wird, von denen das eine nach Durchdringung des Nebels (Dunstes) auf eine Mattscheibe M_1 fällt, während das andere nach Hindurchgehen durch eine zwischen-geschaltete dritte Mattscheibe eine sehr gleichmäßige Flächenhelle einer zweiten Mattscheibe M_2 herbeiführt. Durch einen Graukeil erreicht man bei ausgezeichneter Sicht Gleichheit der Flächenhelligkeiten von M_1 und M_2 , die sich unmittelbar vor den Blenden eines Pulfrich-Photometers befinden. Die eine mit zugehöriger Meßtrommel — deren jeweilige Stellung ein Maß für den Schwächungskoeffizienten abgibt — dient bei Dunst bzw. Nebel zur Erzielung von Hellegleichheit. Bei den Messungen (in Danzig-Langfuhr zwischen November 1933 und Januar 1934) wurden vor das Photometer-Okular drei Filter (λ 483, 565 und 657) m μ angebracht. Der Meßbereich lag zwischen 0,3 und 4 km. Die die Verhältnisse der spektralen Schwächungskoeffizienten zum mittleren Schwächungskoeffizient darstellenden, recht gut mit einigen anderen Ergebnissen übereinstimmenden Kurven zeigen bis zur Sichtweite von etwa 0,75 km geringe Abweichungen voneinander; die größte Abweichung wird bei 1 km erreicht; von da ab nimmt sie sehr langsam ab. Die starke Abweichung bei 1 km führt Verf. — mit allem Vorbehalt — auf das Vorherrschen großtropfiger, alle λ annähernd gleich stark schwächender Wassernebel zurück, wohingegen darüber hinaus die kürzeren λ stärker schwächender Nebel bzw. Dunst vorherrschen soll.

Chr. Jensen.

Willis G. Hazard. An atmospheric dust recorder. Journ. Franklin Inst. 217, 571—590, 1934, Nr. 5. Das Wesentliche des hier beschriebenen Apparats besteht darin, daß kontinuierliche Staubbestimmungen vorgenommen werden, deren Resultat ohne weiteres ablesbar ist, während die bisherigen Methoden zur Staubbestimmung umständliche Auszählungen nötig machten. Allerdings handelt es sich um die Fixierung der Gesamtwirkung von Zahl, Art und Größe des Staubes. Die auf ihren Staubgehalt zu untersuchende Luft wird durch eine Düse gegen einen klaren Film geblasen, wobei der Staub am Film haften bleibt. Vor und nach der Staubbelastung wird der Film von je einem Lichtbündel durchsetzt, das einer gemeinsamen Lichtquelle entstammt. Je größer die auf dem Film lagernde Staubschicht ist, um so stärker ist die Lichtschwächung. Die beiden Lichtbündel werden durch einen Sektorendrehspiegel abwechselnd auf eine Photozelle geworfen. Da der Drehspiegel von einem Synchronmotor getrieben wird, ergibt die durch den Staub hervorgerufene Trübung einen Wechsel in der Lichtintensität von der Periodenzahl des Motors. Klar bleibender Film würde eine zeitlich gleichmäßige Beleuchtung der Zelle ergeben. Die durch wechselnde Trübung hervorgerufenen Beleuchtungsschwankungen rufen in der Zelle Spannungsschwankungen hervor, die nach Verstärkung an den Bürsten eines weiteren Synchronmotors wirksam werden. Dieser Motor läuft nur so lange, als die Zelle Lichtschwankungen aufnimmt, da ja nur so lange Wechselstromfeld und Bürsten gleiche Perioden erhalten. Durch Zahnradübersetzung bewegt dieser Motor einen Photometerkeil durch das noch ungeschwächte Lichtbündel, bis es von gleicher Intensität wie das durch Staubsammlung geschwächte ist. Wenn dann keine weiteren Staubschwankungen und entsprechende Lichtintensitäts- bzw. Spannungsschwankungen auftreten, steht der Motor. Die Keilverschiebung wird gleichzeitig auf einer Trommel markiert, so daß in großen Betrieben jeder ungelernete Arbeiter die Menge eventuell schädlichen Staubes dauernd überwachen kann. Die Eichung, die wegen der Abhängigkeit der

Filmtrübung von Zahl, Art und Größe des Staubes für verschiedene Staubarten verschieden ausfällt, geschieht mit einem der bekannten Staubzähler. Wenn auch die wesentliche Bedeutung des Apparats auf praktischem Gebiet liegen dürfte, verspricht doch wohl — wegen der kontinuierlichen Probeentnahme und der Registriermöglichkeit sich über Stunden ausdehnender Staubgehaltsschwankungen — die Anwendung des Prinzips in der Meteorologie wertvolle neue Ergebnisse. *Chr. Jensen.*

Anders Ångström. Über den Zusammenhang zwischen Strahlung und Sonnenscheindauer. Bioklimat. Beibl. 1, 6—10, 1934, Nr. 1. Nach Beobachtungen in Schweden wurde festgestellt, daß sich die Tagessumme der Sonnenstrahlung (J_m) aus der beobachteten Sonnenscheinzeit (s) berechnen läßt durch $J_m = J_0 s/S_0$, wo J_0 die Tagessumme der Sonnenstrahlung bei wolkenlosem Himmel und S_0 die größtmögliche Sonnenscheinzeit des Tages bedeuten. Die Tagessumme der totalen Strahlung von Sonne und Himmel (Q_s) ist gegeben durch $Q_s = Q_0 [\alpha + (1 - \alpha) s/S_0]$, wo Q_0 die Einstrahlung bei klarem Himmel und α in Breiten zwischen 40 und 60° näherungsweise konstant 0,23 ist. Die Summe der hellen Strahlung (Belichtung L) wird gegeben durch $L = L_0 (0,38 + 0,62 s/S_0)$, wo L_0 die größtmögliche Belichtungssumme bei wolkenlosem Himmel darstellt. Diese Feststellungen sind zur Verwertung der Sonnenscheinregistrierungen für bioklimatische Zwecke besonders wichtig. *F. Steinhauser.*

T. E. Aurén. Die Helligkeit auf der Skandinavischen Halbinsel. Meteorol. ZS. 51, 173—180, 1934, Nr. 5. Es werden Verarbeitung und Anwendung der Ergebnisse von fünfjährigen (1928 bis 1932) Helligkeitsregistrierungen mit Kaliumzellen aus Stocksund bei Stockholm mitgeteilt. Die Mittelwerte der Helligkeit von Sonne und Himmel an klaren Tagen, gemessen auf einer horizontalen Fläche, stimmen bei gleicher Sonnenhöhe in den einzelnen Jahren recht gut überein. Da bei klarem Himmel und bei gleicher Sonnenhöhe keine nennenswerte Abhängigkeit der Helligkeit von der geographischen Breite oder von der Seehöhe gefunden wurde, konnte mit den Stocksunder Messungsergebnissen die pro Tag von Himmel und Sonne an wolkenlosen Tagen auf eine horizontale Fläche eingestrahlte Lichtmenge mit Berücksichtigung der durch die geographische Breite bedingten Faktoren (Tageslänge und Sonnenhöhe) für 55 bis 70° nördlicher Breite und für verschiedene Deklinationen der Sonne berechnet werden. Die Festlegung des Zusammenhanges zwischen mittlerer Bewölkung und relativer Helligkeit ermöglichte, nach den Helligkeitsregistrierungen mit Berücksichtigung der mittleren Bewölkung für Skandinavien für die verschiedenen Jahreszeiten Linien gleichen Lichtgenusses zu konstruieren. Die Jahressumme der registrierten Lichtmengen variierte in den einzelnen Jahren nur sehr wenig; nur 1931 blieb sie um 13 % hinter dem fünfjährigen Mittel. *F. Steinhauser.*

F. W. Paul Götz. Methode zur Bestimmung der Schichthöhe des nächtlichen Leuchtens. Meteorol. ZS. 51, 190—191, 1934, Nr. 5. Unter der Annahme, daß bei der hohen Verdünnung in Nordlichthöhe die Extinktion vernachlässigt werden kann und daher die Lichtstärke proportional der Anzahl der Leuchtzentren auf dem Sehstrahl ist, folgt, daß bei Schichtdicke m und Transmissionskoeffizienten q die Intensität $J = J_0 m q^m$ beobachtet wird. Aus der Maximumbedingung $dJ/dm = 0$ ergibt sich mit $q = 0,78$ als Höhe der größten Helligkeit der grünen Nordlichtlinie 14°. Unter diesem Winkel ist sie am günstigsten mit dem Spektrographen nachzuweisen. *F. Steinhauser.*

H. Bender. Über den Gehalt der Bodenluft an Radiumemanation. Gerlands Beitr. z. Geophys. 41, 401—415, 1934, Nr. 4. Nach Messungen in Innsbruck (Dezember 1932 bis Ende Mai 1933) wurden für Bodenluft, die in den

Boden versenkten Rohren von 25 cm, 50 cm, 1 m und 1,50 m Länge entnommen wurde, der Reihe nach für die verschiedenen Tiefen folgende Mittelwerte an Radiumemanationsgehalt festgestellt: $8,62 \cdot 10^{-14}$, $7,64 \cdot 10^{-14}$, $54 \cdot 10^{-14}$ und $34,8 \cdot 10^{-14}$ Curie/cm³; die entsprechenden Schwankungen betrugen: 1 : 320, 1 : 82, 1 : 10 und 1 : 40. Das Maximum des Emanationsgehaltes fand sich im Februar bis Anfang März. Steigender Luftdruck bewirkt Vermehrung, fallender Verminderung des Emanationsgehaltes. Feuchter, verschlammter und gefrorener Boden weist hohen, trockener niederen Emanationsgehalt auf. *F. Steinhauser.*

K. Kähler. Das Klima im Zimmer. Naturwissensch. 22, 461—463, 1934, Nr. 27. Die Arbeit bringt eine Zusammenfassung der von Egloff gewonnenen Ergebnisse. Es sind gemessen: Lufttemperatur, Feuchtigkeit, Abkühlungsgröße, Helligkeit, Staubgehalt, Kondensationskerne, Ionenzahl. *H. Ebert.*

Oliver R. Wulf, Alfred F. Moore and Eugene H. Melvin. The atmospheric ozone absorption in the visible spectrum. Astrophys. Journ. 79, 270—272, 1934, Nr. 2. Die Mikrophotometerkurve eines bei geringem Wasserdampf aufgenommenen Spektrogramms des Osthimmels vor Sonnenaufgang wird mit der des Nordhimmels verglichen. Die Ozonbanden bei λ 5750, 6020 und 6280 sind durch ausgeprägte Absorptionen gekennzeichnet, die auf mehrfache Streuung während des langen Weges zurückzuführen sind. *Sättele.*

W. Brunner jun. Monddämmerung und Mondzodiakallicht. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 114. Jahresvers. Altdorf 1933 [3] Sekt. Geophys., Meteorol. u. Astron. S. 344—346, 1933. Die bei etwa 6° Monddepression als sogenanntes Mondzodiakallicht beobachteten atmosphärischen Lichterscheinungen sind letzte Reste der Monddämmerung. Sie entsprechen den Erscheinungen der Sonnendämmerung bei gleicher Sonnendepression und nicht denen bei gleicher Dämmerungshelligkeit. *K. Jung.*

J. G. Koenigsberger. Ergänzungen zur Bestimmung des wahren Widerstandes im Erdboden nach dem Zentralinduktionsverfahren und dem Vierpunktverfahren. S.-A. Beitr. z. angew. Geophys. 4, 201—216, 1934, Nr. 2. Messungen des scheinbaren Widerstandes des Untergrundes wurden zugleich nach dem Vierelektrodenverfahren von Wenner und der Zentralinduktionsmethode des Verf. mit Stromschleifen von etwa 800 m mittlerem Halbmesser vorgenommen. Durch gleichzeitige Verwendung beider Verfahren läßt sich der wahre Widerstand der verschiedenen Schichten ziemlich schnell ermitteln. Die Resultate eines Beispiels mit acht Schichten werden numerisch und graphisch erläutert. Ergänzungen, die über die Apparatur des Zentralinduktionsverfahrens mitgeteilt werden, betreffen neben technischen und praktischen Einzelheiten die Verstärkung für niedrige Frequenzen, Verwendung von Glimmerkondensatoren, Wahl der Widerstände sowie Ausschaltung der Oberschwingungen. Einige Bemerkungen gelten der Anwendung auf geophysikalische Tiefenforschung über 2 km. Die Lage der Wendepunkte der *J*-Kurve, bezogen auf eine Grenzfläche, wird graphisch und rechnerisch erörtert. Zum Schluß werden Anwendungen beschrieben und Anwendungsmöglichkeiten des Verfahrens auf Öl- und Wasseraufsuchung in Erwägung gezogen, letzteres insbesondere unter den für die Wüste gegebenen physikalischen Verhältnissen. *Schmerwitz.*

Geophysikalische Berichte

R. Süring. Bezeichnungen von meteorologischen Formelzeichen, Einheiten und Konstanten. Meteorol. ZS. 51, 310—311, 1934, Nr. 8. *H. Ebert.*

N. Critikos. D. Eginitis. Nécrologie. Gerlands Beitr. 42, 129—130, 1934, Nr. 2/3.

Professor Julius Maurer. Gerlands Beitr. 42, 128, 1934, Nr. 1.

Franz Michael. Martin Schrenk †. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 14, 192, 1934, Nr. 3.

Karl Mader. Richard Schumann zum 70. Geburtstag. Gerlands Beitr. 42, 1—2, 1934, Nr. 1.

C. Jaeger. F. Spiess. Präsident der Deutschen Seewarte. Ann. d. Hydrogr. 62, 313—314, 1934, Nr. 8. *Dede.*

Rudolf Meyer. Boris Ismailowitsch Sresnewsky. † 24. März 1934. Meteorol. ZS. 51, 265—266, 1934, Nr. 7. *Scheel.*

J. Letzmann. B. J. Sresnewsky †. Gerlands Beitr. 42, 131—132, 1934, Nr. 2/3. The Royal Meteorological Society. Engineering 138, 47, 1934, Nr. 3574. *Dede.*

Hanna und Karl Krejci-Graf. Fluoreszenzfarben von Mineralen. ZS. f. Krist. 88, 260—264, 1934, Nr. 3. Verff. beobachten die Fluoreszenzfarbe einer großen Zahl von Mineralien unter der Quarzlampe. Die Farben sind subjektiv nach Ostwalds Farbenskale angegeben; die Ergebnisse sind in einer für die Fluoreszenzanalyse geeigneten Form geordnet. Es folgen einige Bemerkungen über den Einfluß von Ionen, Kristallen, Gitterspannungen usw. auf die Fluoreszenz. *Gradstein.*

Takeo Suzuki. On the Movement of Pendulum under Influence of the Motion of Shock Type. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 155—162, 1934, Nr. 2. Die Bewegung eines Pendels unter dem Einfluß eines speziellen Stoßes wird untersucht. Der Stoß wird gemäß der Funktion $\exp. (-t^2)$ angenommen. Die Integration führt auf numerisch auszuwertende Integrale und wird für die Fälle des ungedämpften sowie des kritisch gedämpften Pendels und eine Reihe verschiedener Eigenperioden durchgeführt und in graphischen Darstellungen wiedergegeben. Anschließend wird in einer Diskussion der Resultate geschlossen, daß Beschleunigungs-Seismographen günstiger seien. *Rieckmann.*

Erich Hahnkamm. Betrachtungen über ebene Pendel. ZS. f. Geophys. 10, 235—239, 1934, Nr. 5/6. Die Beziehungen zwischen Schwingungsdauer und Schwerpunktsabstand eines Pendels werden theoretisch betrachtet. Es ergeben sich bestimmte Werte des Verhältnisses Schwerpunktsabstand : Trägheitshalbmesser, für die eine Änderung des Schwerpunktsabstandes einen maximalen oder minimalen Einfluß auf die Schwingungsdauer ausübt (Maximum- und Minimumpendel). *K. Jung.*

J. L. Lagrula. Rapport: l'isostasie et le pendule Holweck-Lejay. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 123 S, 1934, Nr. 6. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 358.] Stichwortartige Wiedergabe eines Berichtes über Aufgaben und Anwendungen der Schweremessungen, insbesondere der Messungen mit dem Pendel von Holweck-Lejay. *K. Jung.*

Wilhelm Schmidt. Zur Frage des Auswiegens von Schwebeballonen. Meteorol. ZS. 51, 271, 1934, Nr. 7. Der Verf. empfiehlt den nach

Moltchanoffs Vorschlag an ausgewogenen Ballonen anzuhängenden „Fallschirm“ oder „Bremsschirm“ zur Berücksichtigung der störenden Wirkung turbulenter Bewegungen etwa 10 m unter den Ballon herabhängen zu lassen. *F. Steinhauser.*

Ventilated recording hygrometer. Journ. scient. instr. 11, 264, 1934, Nr. 8. *Dede.*

Hans Müller. Ein Schieber zur Berechnung der äquipotentiellen Temperatur. Ann. d. Hydrogr. 62, 292—296, 1934, Nr. 7. Bei der Diagnose der Luftmassen zur Wettervorhersage usw. spielt die äquipotentielle Temperatur eine nützliche Rolle. Zur bequemen Berechnung schlägt Verf. einen Schieber vor, der sechs Skalen hat: die relative Feuchtigkeit in Prozenten, die spezifische Feuchte, die Temperatur in °C, einen zur Berechnung der potentiellen Temperatur charakteristischen Koeffizienten, sowie die potentielle Temperatur selber. Die geeigneten Maße für einen 30 cm langen Schieber werden angegeben und einige Beispiele durchgerechnet. *H. Ebert.*

Frederick C. Lindvall. A Glow Discharge Anemometer. Electr. Eng. 53, 1068—1073, 1934, Nr. 7. Glimmentladung bei Atmosphärendruck zeigt Änderung der Spannung mit der Luftgeschwindigkeit (beständig sowohl wie turbulent). Daher eignet sich diese Erscheinung zum Bau eines Anemometers. Die vom Verf. durchgeführten Untersuchungen zeigen in vielem eine Überlegenheit gegenüber der Hitzdrahtmethode. *H. Ebert.*

Wilhelm Schmidt. Prüfung von Anemometern auf die Wiedergabe rascher Schwankungen der Windgeschwindigkeit. Ann. d. Hydrogr. 62, 326—339, 1934, Nr. 8. Die Versuche in veränderlichem Luftstrom bzw. mit Vorrichtungen, die diesem entsprechen, hatten folgende Ergebnisse: Von Schalenkreuzanemometern vermögen nur kleine, leichte den Schwankungen des Windes so weit zu folgen, daß man solche mit Schwingungsdauern von etwa $\frac{1}{2}$ min noch ziemlich richtig abliest. Gedrängt beisammenstehende Schalen (kurze Arme) erhöhen dabei die Zuverlässigkeit der Einzelablesungen. Kontakteinrichtungen und Übersetzungen, die nach dem Tachometerprinzip die augenblickliche Geschwindigkeit abzulesen gestatten, stören bei genügender Anordnung nicht. Die einfacheren gebremsten Schalenkreuze liefern in ihrer leichtesten Ausführungsform sehr gute Ergebnisse. Vorzügliche Wiedergabe der Böigkeit und der raschesten Schwankungen bis zu schätzungsweise 2 sec herab liefern jene Druckrohranemometer, bei denen durch Verwendung von Membranen die Verschiebung von Luftmassen im Gerät weitgehend herabgesetzt ist. Als Geräte für rascheste Windänderungen, Bruchteile von Sekunden, haben sich die leichten, durchlässigen Winddruckplatten vorzüglich bewährt. *H. Ebert.*

F. L. Wattendorf and A. M. Kuethe. Investigations of Turbulent Flow by Means of the Hot-Wire Anemometer. Physics 5, 153—164, 1934, Nr. 6. Bringt man ein Hitzdrahtanemometer in eine turbulente Strömung, dann zeigt das Instrument eine andere Temperatur als das Medium selbst. Diese Temperaturdifferenz ist ein Maß für die Art und Weise der Turbulenz der Strömung. Ein kompensiertes Hitzdrahtanemometer findet bei den Versuchen der Verff. Anwendung. Theorie und Apparatur werden genau beschrieben und Ergebnisse von Versuchen im Windkanal mitgeteilt. *Fritz Hänsch.*

Karl Lüdemann. Über den Einfluß von Temperaturänderungen auf die Multiplikationskonstante eines Doppelbild-Entfernungsmessers. Untersuchungen mit geodätischen Doppelbild-Entfernungsmessern Nr. 2. ZS. f. Vermessungsw. 63, 289—293,

1934, Nr. 13. Es wird über Messungen an einem achromatischen Glaskeil zum Doppelbild-Entfernungsmesser der Hildebrand-Werkstätten, Freiberg i. Sa., berichtet. Sie umfassen 44 Beobachtungsreihen zu je 15 bis 25 Messungen von Entfernungen von etwa 50 und 70 m. Die Übereinstimmung der Temperatur von Glaskeil und Latte mit der mit Schleuderthermometer gemessenen Lufttemperatur wurde angestrebt, ist aber nicht sichergestellt. Bei Entfernungen von 50 m ergibt sich eine schwache Temperaturabhängigkeit, die von 11° C nach beiden Seiten ungefähr gleichartig verläuft. Sie findet sich aber bei 70 m nicht gleichgestaltet wieder. Daraus wird geschlossen, daß der untersuchte Glaskeil einen für die Praxis in Frage kommenden Temperaturlauf nicht besitzt. *Funk.*

O. Meisser. Zur photographischen Registrierung von Stationsseismometern. ZS. f. Geophys. 10, 259—265, 1934, Nr. 5/6. Ein neues photographisches Trommelregistriergerät mit Motorantrieb wird beschrieben. Die Registrierung kann in unverdunkeltem Raum vorgenommen werden, der Lichtpunkt ist während der Registrierung auf einer Mattscheibe sichtbar. Ergebnisse einer eingehenden Prüfung lassen den sehr konstanten Lauf des Registrierwerks erkennen. *K. Jung.*

Walter Grundmann und Loni Kassner. Zur Verwendbarkeit der Selen-Sperrschicht-Photozellen in der Meteorologie. Meteorol. ZS. 51, 258—262, 1934, Nr. 7. Durch frühere Untersuchungen der Verff. wurde festgestellt, daß Selen-Sperrschicht-Photozellen vor allem wegen Alterungserscheinungen, die sie zeigten, für meteorologische Zwecke und besonders für Strahlungsregistrierungen nicht geeignet sind. Hier wird von Untersuchungen neuer, verbesserter Zellen berichtet; auch bei diesen wurde noch eine Alterung merkbar, die aber erst bei größerer Belichtungsintensität einsetzte. Durch Vorschalten einer mit destilliertem Wasser gefüllten Küvette kann bewirkt werden, daß die Alterung langsamer vor sich geht, erst später einsetzt, erst bei noch höherer Beleuchtungsstärke merkbar wird und daß der Gesamtstromabfall bis zu dem stationären Grenzstromwert geringer ist. *F. Steinhäuser.*

Hans Goldschmidt. Ein anschauliches Auswertungsverfahren von Temperaturregistrierungen. Meteorol. ZS. 51, 267—269, 1934, Nr. 7. Aus den Registrierstreifen wird die zeitliche Dauer von Temperaturintervallen von je 2° in Stunden und Viertelstunden herausgesucht. Diese wird für jeden Tag in eine Tabelle eingetragen, deren Kopf die einzelnen Temperaturintervalle von 2 zu 2° fortschreitend trägt. Am Rand der Tabelle werden auch noch die Sonnenscheindauer und der Luftkörperkalender angegeben. Solche Tabellen geben ein anschauliches Bild vom Temperaturcharakter eines Monats. *F. Steinhäuser.*

N. A. Critikos. Ein Horizontalseismometer für die Aufzeichnung von starken Orts- und Nahbeben. ZS. f. Geophys. 10, 265—269, 1934, Nr. 5/6. Die gebräuchlichen Seismometer mit großer Masse und starker Vergrößerung zeigen sich nicht für die Aufzeichnung heftiger Nahbeben geeignet, da ihre empfindlichen Teile zu sehr beansprucht werden und die Schreibfedern versagen. Der vom Verf. konstruierte stabile und weniger empfindliche Seismograph ist ein an Blattfedern aufgehängtes Horizontalpendel mit einer Masse von 40 kg, Rußregistrierung und Flüssigkeitsdämpfung. Er hat sich bei starken Nahbeben bewährt. *K. Jung.*

Robert Schwiner. Außenraum und Innenraum. (Schlichtung des Streites um die Schwerkraftreduktion.) ZS. f. Geophys. 10, 240—245, 1934, Nr. 5/6.

K. Ledersteger. Bemerkungen zu den Geoiden von Ackerl und Hirvonen. ZS. f. Geophys. 10, 246—251, 1934, Nr. 5/6. *K. Jung.*

Arnold N. Lowan. Note on the Thermal History of the Earth. Phys. Rev. (2) 45, 899, 1934, Nr. 12. Eine frühere Berechnung der Abkühlung der Erde (1933) wird erweitert durch Rücksichtnahme auf die Wärmeeinstrahlung durch die Sonne. *K. W. F. Kohlrausch.*

G. H. Henderson and S. Bateson. A Quantitative Study of Pleochroic Haloes. I. Proc. Roy. Soc. London (A) 145, 563—581, 1934, Nr. 855. Es wurde ein registrierendes Photometer zur Messung der Schwärzung pleochroitischer Höfe konstruiert. Die Messungsergebnisse an Uranium-Höfen in Biotit stehen in guter Übereinstimmung mit den bekannten Reichweiten der α -Teilchen der ganzen U-Familie. Es wird eine Theorie der Hof-Bildung vorgeschlagen, die in guter Übereinstimmung mit den Messungsergebnissen steht. Diese Methode gestattet die Anwesenheit von Ac neben Uran festzustellen und scheint die Entdeckung von α -Gruppen mit bisher unbekannter Reichweite zu ermöglichen. *K. W. F. Kohlrausch.*

G. H. Henderson and L. G. Turnbull. A Quantitative Study of Pleochroic Haloes. II. Proc. Roy. Soc. London (A) 145, 582—591, 1934, Nr. 855. Die im vorhergehenden Referat beschriebenen Untersuchungen der pleochroitischen Höfe mit einem objektiven Photometer werden fortgesetzt. Es wird ein Biotit aus Renfrew, Ontario, näher untersucht. Die Ringradien werden in hinreichender Übereinstimmung mit den bekannten α -Teilchen der Uran- und Actinium-Familie gefunden. Überdies zeigen sich zwei enge Ringe mit Radien, die einer Reichweite von 1,74 und 1,05 cm entsprechen. Es wird ausgeführt, daß keine Ursache für eine Reichweiteänderung innerhalb geologischer Epochen besteht. Die hier untersuchten Höfe zeigen Erscheinungen, die dem photographischen „Eberhard-Effekt“ analog sind. *K. W. F. Kohlrausch.*

G. H. Henderson. A New Method of Determining the Age of Certain Minerals. Proc. Roy. Soc. London (A) 145, 591—598, 1934, Nr. 855. Aus den Ergebnissen der beiden im Vorhergehenden referierten Arbeiten wird insbesondere der Effekt der Anwesenheit der Ac-Serie auf die pleochroitischen Höfe des Uran-Typus diskutiert, und es wird gezeigt, daß sich daraus eine neue Methode für Angaben über das Alter gewisser Mineralien entwickeln läßt. Diese wird angewendet auf drei näher untersuchte Biotite. *K. W. F. Kohlrausch.*

W. G. Foye and A. C. Lane. Correlations by radioactive minerals in the metamorphic rocks of Southern New-England. Part I. Sill. Journ. (5) 28, 127—138, 1934, Nr. 164. Aus der Zusammenfassung: Der Strickland Pegmatit (Portland, Connecticut) enthält Uraninite, die ungefähr 280 bis 290 Millionen Jahre alt sind. Diese Gesteinsadern wurden wahrscheinlich eingesprenkt in später Devonian-Periode. Sie sind jünger als Pegmatite aus dem Westen Connecticut. *K. W. F. Kohlrausch.*

H. Bomke. Die Häufigkeit der chemischen Elemente im Kosmos. Weltall 33, 149—151, 1934, Nr. 10/11. Es wird in allgemeinverständlicher Form ein Bericht gegeben über die neueren Forschungsergebnisse über das Vorkommen und die Häufigkeit der chemischen Elemente im Kosmos. Verschiedene für den Astronomen interessante diesbezügliche Folgerungen aus den Ergebnissen der Geochemie und der Atomkernphysik werden diskutiert. Auf Grund der Forschungsergebnisse von Harkins, Noddack, Goldschmidt u. a. wird ein Bild für die kosmische Verteilung der Elemente entworfen. *Bomke.*

G. L. Andriissi. Determinazione di latitudine in primo verticale. Lincei Rend. (6) 19, 635—639, 1934, Nr. 9. Bestimmung der geographischen Breite der Sternwarte auf dem Capitol nach der Methode des ersten Vertikalkreises, die für 1933 $\gamma = 41^{\circ} 53' 33.40''$ ergibt. *K. Przibram.*

Ernst Cloos. Auto-Radio als Hilfsmittel geologischer Kartierung. *ZS. f. Geophys.* **10**, 252—258, 1934, Nr. 5/6. Bei Radioempfangsversuchen in der Umgebung von Baltimore wurden häufig Störungen des Empfangs beobachtet. Die Störungen traten in scharf ausgeprägten Zonen auf und waren unabhängig vom Zeitpunkt der Beobachtung. Von 46 solchen Störpunkten lagen 17 über einer Verwerfungszone und 21 über wichtigen Gesteinsgrenzen. Der Verf. schließt daraus auf das Vorhandensein einer geologischen Störungskomponente. Außerdem scheint ihm eine Beziehung mit den Fallwinkeln der geologischen Grenzen zu bestehen, je steiler das Fallen, um so deutlicher die Störung, flache Grenzflächen sind störungsfrei. Weitere Messungen werden angekündigt. *Bleichschmidt.*

Walter Wundt. Die zeitlichen Änderungen der Erdalbedo als Problem. *Meteorol. ZS.* **51**, 272—273, 1934, Nr. 7. Der Verf. weist in der Besprechung der Stellungnahme Köppens und Murevskis zu seinem Aufsatz über die Änderungen der Erdalbedo in der Eiszeit auf die Punkte hin, die eine exakte Behandlung dieses Problems erschweren. Es sind dies vor allem Änderung der Einstrahlungsmenge bei Änderung der Neigung der Erdachse, der Lage des Perihels und der Exzentrizität der Erdbahn und Annahmen über die Bewölkungsgrößen und damit verbundene Temperaturverhältnisse. *F. Steinhäuser.*

Ida Gennaro. Determinazione di gravità relativa tra l'Istituto Idrografica della Regia Marina in Genova ed Andrate. *Atti di Torino* **69**, 79—88, 1934, Nr. 1. Verf. teilt die relativen Gravitationsmessungen mit, die zwischen dem Hydrographischen Institut der Königl. Marine in Genua und Andrate gemacht wurden. Es wurde nach der Methode von Borras gemessen. *Tollert.*

Ida Gennaro. Aggiunta alla Nota: Determinazione di gravità relativa tra l'Istituto Idrografico della R. Marina in Genova ed Andrate. *Atti di Torino* **69**, 249—251, 1934, Nr. 2. Als Ergänzung früher veröffentlichter Mitteilungen über die Gravitationsanomalien in verschiedenen Stationen beim Meridian von Mondovi werden die Ergebnisse in einer Tabelle zusammengestellt, in der die Anomalien nach der Formel von Helmert 1901 und nach der neuen internationalen Formel 1930 berechnet werden. *Schön.*

Reinhard Köhler. Eigenschwingungen des Untergrundes, ihre Anregung und ihre seismische Bedeutung. *Göttinger Nachr. (N. F.)* [2] **1**, 11—42, 1934, Nr. 2. Die Eigenschwingungen des Untergrundes von Göttingen werden dadurch untersucht, daß man mit einer an- und auslaufenden Maschine Schwingungen verschiedener Periode aufzwingt und die Bodenbewegung mit Seismographen mißt, deren Vergrößerung in ihrer Abhängigkeit von der Periode aus experimentellen Untersuchungen bekannt ist. Das Leinetal schwingt vorzugsweise mit Perioden von 0,315 und 0,345 Sekunden, das Dämpfungsverhältnis ist im Mittel 1,1. Infolge der geringen Dämpfung werden diese Schwingungen auch von Nahbeben und Sprengungen ausgelöst, deren Seismogramme vorwiegend Perioden von 0,3 bis 0,4 Sekunden aufweisen. Eine schwach gedämpfte Schichtschwingung mit der Periode 1,2 Sekunden läßt sich in Göttinger und Jenaer Seismogrammen erkennen. Träger der Schichtschwingungen mit den Perioden von 0,3 bis 0,4 Sekunden sind wahrscheinlich die Schichten vom Jura bzw. Muschelkalk bis zum Zechstein, deren Gesamtmächtigkeit bei Göttingen etwa 2 km beträgt. Infolge der Schichtschwingungen pflanzen sich Nahbeben und Sprengungen nicht wie in homogenem Medium fort, und die erste Bewegung geht, wie Beispiele erweisen, nicht in der Richtung Herd—Station vor sich. Auf die Eigenschwingungen des Untergrundes ist bei Errichtung von Gebäuden Rücksicht zu nehmen. *K. Jung.*

Torahiko Terada. On the Stability of Continental Crust. Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 260—263, 1934, Nr. 5. Allgemein nimmt man an, daß die Erdkruste erhebliche horizontale Verschiebungen erfahren hat. Die Ursache hierfür sieht man in der Gezeitenbewegung oder in der Polflucht. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß eine gleichmäßige Oberflächenkruste über einem nachgiebigen Kern infolge der Verschiedenheit der Dichte und Elastizität von Kern und Kruste nicht stabil ist. Die möglichen Kräfte werden berechnet und erscheinen groß genug, horizontale Verschiebungen zu erklären. *W. Schneider.*

Naomi Miyabe. Notes on Correlation between Vertical Earth Movements and Gravitational Anomalies. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 163—173, 1934, Nr. 2. Der Verf. hat für Japan die Beziehungen, die zwischen Schwereanomalien und der langsamen vertikalen Erdbewegung bestehen, untersucht. Er findet, daß die vertikale Erdbewegung so vor sich geht, daß die Erdkruste sich dem isostatischen Gleichgewichtszustand nähert. Die Verhältnisse sind ähnlich denen an der Küste der Ostsee. *W. Schneider.*

Naomi Miyabe. Deformation of the Earth's Crust along the Pacific Coast, Japan Sea Coast and Central Zone of Japan. Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 264—267, 1934, Nr. 5. In Japan sind auf drei Strecken, nämlich entlang der pazifischen Küste, der Küste des Japanischen Meeres und der Mitte von Japan in der Längsrichtung die vertikalen Bewegungen der Erdkruste bestimmt worden. Es hat sich gezeigt, daß die vertikale Bewegung in den einzelnen Gebieten keine gleichmäßige ist, sondern räumlich schnell aufeinanderfolgende Schwankungen durchmacht. *W. Schneider.*

Naomi Miyabe. Experimental Investigation of the Deformation of Sand Mass. Part. IV. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 195—213, 1934, Nr. 2. In früheren Arbeiten ist das Verhalten des Sandes in einem Kasten, dessen Wände mit Druck belastet wurden, untersucht worden. Im Hinblick auf die geophysikalische Anwendung der Ergebnisse dieser Versuche war es erwünscht, die Versuche in einer etwas abgeänderten Art zu wiederholen. Der Sand wurde nämlich jetzt auf eine zähe Flüssigkeit geschüttet und die Wände des Kastens wieder mit Druck belastet. Es wurden die Veränderungen des Sandes mit Hilfe einer geeigneten Apparatur beobachtet. *W. Schneider.*

J. Lacoste et J. P. Rothé. Les tremblements de terre en France, de 1930 à 1933. C. R. 199, 305—307, 1934, Nr. 4. Eine kurze Aufstellung der in Frankreich in den Jahren 1930 bis 1933 gefühlten Erdbeben. *K. Jung.*

S. Yamaguti. Relation between the Thunderstorm and the Earthquake. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 214—221, 1934, Nr. 2. Der Verf. findet, daß die Häufigkeit von Beben zur Zeit von Gewitterstürmen besonders groß ist. Er glaubt deshalb, daß barometrische oder elektrische Einflüsse auf die Spannungen in der Erdkruste die Entstehung von Beben begünstigen. Weiter stimmt der Ort des Bebens mit dem Ort der Gewitterstürme nur selten überein, sondern beide sind meistens einige hundert Kilometer voneinander entfernt. Hieraus schließt der Verf., daß für die Entstehung eines Bebens nicht nur die Größe der Spannung, sondern auch der Spannungsgradient von Bedeutung ist. *W. Schneider.*

Takahiro Hagiwara. Earthquakes and Earthsounds on Mt. Tubuka. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 222—233, 1934, Nr. 2. Der Verf. vermutet, daß die Geräusche bei Erdbeben von sehr schnellen Schwingungen des Bodens herrühren. *W. Schneider.*

Takeo Matuzawa. Wieder eine Bemerkung zu meiner Arbeit „Fluggeschwindigkeit einiger vulkanischer Bomben“. Bull.

Earthq. Res. Inst. 12, 260, 1934, Nr. 2. Ergänzende Bemerkungen über den Widerstand, den bei einem Vulkanausbruch weggeschleuderte Brocken durch die Luft erfahren.

W. Schneider.

E. Wanner. Les séismes destructeurs des Alpes. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 51—53, 1934, Jan./Febr. Vgl. diese Ber. S. 70.

W. Schneider.

J. G. Koenigsberger. Magnetische Eigenschaften der ferromagnetischen Mineralien in den Gesteinen. S.-A. Beitr. z. angew. Geophys. 4, 385—394, 1934, Nr. 3. Die Abhängigkeit der Magnetisierungsintensität von Form und Verteilung der ferromagnetischen Bestandteile in Mineralien, der bei Hämatit, Ilmenit u. a. (wegen der geringen Suszeptibilität) zu vernachlässigen ist, bei Magnetit, Pyrrhotit u. a. aber bereits störend in Erscheinung tritt, läßt sich umgehen durch Reduktion der Ergebnisse auf charakteristische Parameter, wofür unter anderem der Quotient aus der maximalen Remanenz und wirksamen Permeabilität vorgeschlagen werden. Die hierauf reduzierten Werte hängen nicht mehr von der Konzentration, sondern nur noch von der chemischen Zusammensetzung des Ferromagnetikums ab. Eine Reihe von Messungsergebnissen an verschiedensten Mineralien wird mitgeteilt.

Kußmann.

R. Faillietaz et R. Bureau. Les enregistrements d'atmosphériques à Tamanrasset (Hoggar) au cours de l'Année polaire. C. R. 199 376—378, 1934, Nr. 5. Atmosphärische Störungen wurden während des Polarjahres laufend in den ersten Monaten 1933 registriert. Die gemittelten Monatskurven für 27 und 12 Kilohertz sind mit kurzen Erläuterungen wiedergegeben.

Schmerwitz.

L. Vegard und E. Tönsberg. Die spektrale Intensitätsverteilung im Nachthimmellicht und Nordlicht. ZS. f. Phys. 88, 709—726, 1934, Nr. 11/12. Es wurde eine Reihe von vergleichbaren Aufnahmen des Leuchtens des Nordlichts und des Nachthimmels mit einem Spektrographen von kleiner Dispersion (100 bis 1100 Å/mm von 4000 bis 7000 Å) gemacht. Im allgemeinen treten die roten Banden oder Linien: 6599, 6302 und 5865 Å sowohl im Nordlicht als auch im Nachthimmellicht stark auf. Der Vergleich mit der grünen Nordlichtlinie als Bezugslinie zeigt jedoch, daß diese roten Banden im Nachthimmellicht etwa zwei- bis dreimal stärker sind als im Nordlicht. Die negativen Banden des Stickstoffs sind dagegen im Nordlicht viel stärker. Die Unterschiede werden durch die verschiedenen Anregungsprozesse der beiden Lichterscheinungen erklärt. Die Bande 5950, die im Nordlicht stark ist, fehlt im Nachthimmelleuchten. Die roten Banden im Nachthimmellicht stimmen recht gut mit den roten Banden der ersten positiven Stickstoffgruppe überein, die besonders im Nachleuchten des Stickstoffs auftreten. Dies stützt die Annahme von Vegard, daß das Nachthimmellicht eine Erscheinung analog der Sonnenkrona bildet. Die grüne Nordlichtlinie wird dann am Nachthimmel durch Anregung des Sauerstoffs mit aktivem Stickstoff erzeugt. Da außer der Bande 6302 weitere zur ersten positiven Gruppe gehörige Banden auftreten, ist diese Bande entweder eine positive Stickstoffbande oder die Sauerstofflinie $^1D-^3P$. Manchmal tritt bei Abwesenheit der Bande 5865 im Nachthimmellicht die Linie oder Bande bei 6300 stark auf. Im langwelligen Teil wurden die Intensitäten der stärksten Banden und Linien gemessen und zum Vergleich mit den älteren Intensitätsmessungen in einer Tabelle zusammengestellt.

Frerichs.

B. F. J. Schonland, H. Collens and D. J. Malan. Development of the Lightning Discharge. Nature 134, 177—178, 1934, Nr. 3379. Es wird über Blitzaufnahmen (55 Aufnahmen bei 11 Gewittern mit 145 Blitzentladungen) berichtet. Die einzelnen Blitze werden systematisch untersucht; dabei wird ihre Bewegung, Ausbreitung und Teilung festgestellt.

Fritz Hänsch.

Joseph Kaplan. Active Nitrogen and the Auroral Spectrum. *Phys. Rev.* (2) **45**, 671—674, 1934, Nr. 10. Aufnahmen vom Nachleuchten des Stickstoffs ließen neue Banden im Sichtbaren und im Violetten erkennen. Es handelt sich um Banden der ersten negativen Gruppe von N_2^+ , der ersten positiven von N_2 mit den Schwingungsniveaus $r' = 15, 16, 17, 18$ und 19 und der zweiten positiven Gruppe. Es werden Vergleiche mit den Stickstoffbanden des Nordlichtspektrums angestellt. Auf die Einzelergebnisse kann im Rahmen des Referates nicht eingegangen werden. *J. Böhme.*

J. Cabannes. Les radiations du ciel nocturne dans l'intervalle spectral 5000 bis 8000 Å. *C. R.* **198**, 2132—2135, 1934, Nr. 25. Das Spektrum des Nachthimmelleuchtens wurde mit einem Spektrographen kleiner Dispersion untersucht. Die Dispersion des Apparats beträgt im Wellenlängenbereich 5265 bis 7280 nur 4,6 mm. Die Aufnahmen bestätigen im allgemeinen die von Sommer früher mit ähnlicher Anordnung erhaltenen Banden und Linien. Die Übereinstimmung des Nachthimmelspektrums und des Nordlichtspektrums ist im Wellenlängenbereich 5000 bis 8900 viel größer als bei kürzeren Wellenlängen. Das Anregungspotential im Nachthimmelleuchten berechnet sich aus dem Auftreten der Banden des neutralen Stickstoffmoleküls und dem Fehlen des ionisierten Stickstoffmoleküls zu einem Wert, der zwischen 19,6 und 9,3 Volt liegt. Im Nachthimmelleuchten werden ebenfalls die von Sommer gefundenen Wasserdampfbanden und die Banden des molekularen Sauerstoffs gefunden. Dabei verläuft die Emission im Nordlicht und im Nachthimmelleuchten weitgehend parallel. *Frerichs.*

Axel Corlin. Catalogue of aurorae boreales, observed in Northern Sweden during the time August 1932—March 1933. Handlinger Stockholm (3) **13**, Nr. 6, 51 S., 1934. *Scheel.*

A. Dauvillier. Étude des Aurores Polaires au Scoresby Sund pendant l'Année Polaire. *Journ. de phys. et le Radium* (7) **5**, 98 S—99 S, 1934, Nr. 5. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 356.] Die Bedeutung der Polarlichtforschung für die Sonnenphysik, die Geophysik und die Kenntnis der Ionosphäre wird nachgewiesen. Die Entstehung der verschiedenen Erscheinungen des Polarlichtes wird beschrieben. Nachleuchtwolken wurden beobachtet. Das Nordlicht weist verschiedene Intensitätsperioden auf. Von diesen ist die Sonnenrotationsperiode von etwa 27 Tagen gegen die Aktivitätskurve der Sonne um eine Halbperiode phasenverschoben. Durch diese Feststellung bleibt die Ultraviolett- und Korpuskeltheorie für die Entstehung des Polarlichtes kaum noch haltbar. *Schmerwitz.*

Habert. Travaux de restitution relatifs aux Aurores polaires. *Journ. de phys. et le Radium* (7) **5**, 99 S—101 S, 1934, Nr. 5. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 356.] Die anlässlich des Polarjahres entwickelten Apparate und Meßvorrichtungen werden beschrieben und die Erfahrungen bei ihrer Erprobung mitgeteilt. Die Messungen zeigten eine zentrale Anordnung der Polarlichter um den Magnetpol. *Schmerwitz.*

Ivo Ranzi. Phase Variations of Reflected Radio-Waves, and a Possible Connexion with the Earth's Magnetic Field in the Ionosphere. *Nature* **133**, 908, 1934, Nr. 3372. Apparate für Messungen der Phasenverschiebung von an der Ionosphäre reflektierten Wellen werden kurz beschrieben. Doppelreflexionen ergaben bisweilen entgegengesetzte Phasenverschiebung. *Schmerwitz.*

S. Chapman. Radio Exploration of the Ionosphere. *Nature* **133**, 908, 1934, Nr. 3372. Es wird darauf hingewiesen, daß das kürzlich von Appleton an-

gegebene Meßverfahren der magnetischen Feldstärke in der ionisierten Atmosphäre wichtige Aufschlüsse über die Feldverteilung außerhalb der Erde geben kann.

Schmerwitz.

A. F. Wilkins. Measurement of the angle of incidence at the ground of downcoming short waves from the ionosphere. Journ. Inst. Electr. Eng. **74**, 582—588, 1934, Nr. 450. Messungen des Einfallswinkels von der Ionosphäre kommender Kurzwellen ergaben in der Zeit von Januar bis April 1934 einen Winkel von etwa 72° (gegen das Lot gemessen). In der späteren Jahreszeit wurden die Winkel im Laufe des Tages unregelmäßig und im Durchschnitt größer.

Schmerwitz.

Carl Störmer. Luminous Night Clouds. Nature **134**, 219, 1934, Nr. 3380. Ein kurzer Bericht über leuchtende Nachtwolken über dem südlichen Norwegen, die von drei Nordlichtstationen photographisch beobachtet wurden. Sie traten in etwa 80 km Höhe auf und bewegten sich mit großer Geschwindigkeit von Osten nach Westen. Der Verf. hofft, daß diese Wolken irgendwo anders wieder auftreten und daß durch Beobachtung der Ausbreitung elektrischer Wellen im Gebiete dieser Wolken der störende Einfluß solcher Gebilde auf die Ausbreitung der drahtlosen Wellen festgestellt werden kann.

Frerichs.

K. Kähler. Luftelektrische Messungen in Westerland auf Sylt. Mit einem Anhang: R. Th. Scherhag. Einige Messungen des luftelektrischen Potentialgefälles. Ann. d. Hydrogr. **62**, 288—292, 1934, Nr. 7. Aus den von den Verff. mitgeteilten Messungen wird der Schluß gezogen, daß besonders unmittelbar am Strande starke kurzperiodische Schwankungen des Potentialgefälles auftreten und daß diese bei Seewind stärker sind als bei Landwind. Ferner treten die Schwankungen am Strande ausgeprägter auf als hinter den Dünen.

H. Ebert.

H. Goldschmidt und K. Bürger. Ein Beitrag zur Abhängigkeit des luftelektrischen Potentialgefälles vom Luftkörper. Meteorol. ZS. **51**, 286—289, 1934, Nr. 8. Die Verff. empfehlen als Hilfsmittel zur Diagnose von Luftkörpern die Auswertungen von Registrierungen des luftelektrischen Potentialgefälles. Als Beispiel werden die luftelektrischen Registrierungen von Wahnsdorf von zwei Tagen besprochen, an denen mehrfache Luftkörperwechsel vorkamen und in den Registrierungen aufscheinen.

F. Steinhäuser.

Lal C. Verman, S. T. Char and Aijaz Mohammed. Continuous recording of retardation and intensity of echoes from the ionosphere. Proc. Inst. Radio Eng. **22**, 906—922, 1934, Nr. 7. Die Schwingungsverzögerungsmethode von Breit und Tuve ist so verändert worden, daß außer der Äquivalenthöhe auch die Intensität der Reflexionen von der Ionosphäre registriert werden kann. Von den ausgesandten synchronisierten Wellen werden die Grund- und reflektierte Welle zusammen mit der Zeitmarkierung in einer Kathodenstrahlröhre aufgenommen. Der Brennfleck auf dem Schirm besteht aus einer hellen geraden Linie, die der Zeitbasis entspricht, mit dunklen Stellen, die von den ankommenden Wellen herrühren. Der Abstand der Einsätze der Lücken gibt die Verzögerung an; während die Intensität der Größe der Lücke entspricht. Eine der ersten wenigen Aufnahmen, die in Bangalore mit 4 Kilohertz mit diesem Verfahren gewonnen wurden, ist wiedergegeben. Sie zeigt, daß die am wenigsten verzögerte Komponente von der F-Schicht am längsten vorhanden ist. Wenn Komponenten von längerer Verzögerungszeit auftreten, so besitzen sie größere Intensität.

Schmerwitz.

W. Dieminger, G. Goubau und J. Zenneck. Die Störungen der Ionosphäre. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **44**, 2—17, 1934, Nr. 1. In der Zeit vom September 1932 bis Januar 1934 wurden an 37 von 120 Beobachtungstagen erhebliche Störungen der Ionosphäre aufgezeichnet. Die Störungen bestanden aus einer mechanischen

Durcheinanderbewegung von Teilen stärkerer und schwächerer Trägerkonzentration, selten in einer mehr oder weniger plötzlichen Vermehrung der Trägerkonzentration, häufig in einer Verminderung derselben. Die Störungen waren selten in der ganzen vertikalen Ausdehnung der beobachtbaren Ionosphäre vorhanden. In horizontaler Richtung hatten die Störungsgebiete Abmessungen, die bis zu ungefähr 1 km und darunter gingen. Außerdem scheinen Strömungen vorhanden zu sein, deren horizontale Geschwindigkeit in der Größenordnung von 1 km/sec liegen kann. Ein Teil der Störungen hat sehr wahrscheinlich seinen Grund in kometaryschen Staubmassen, die in die Atmosphäre eindringen. *Bleichschmidt.*

G. Goubau. Zusammenhang zwischen scheinbarer und wahrer Höhe der Ionosphäre unter Berücksichtigung der magnetischen Doppelbrechung. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **44**, 17—23, 1934, Nr. 1. Die Arbeit beschäftigt sich mit der Berechnung der Laufzeiten von Signalen unter Berücksichtigung der magnetischen Doppelbrechung. Es wird der Zusammenhang zwischen den experimentell bestimmbaren scheinbaren Reflexionshöhen und den wahren Reflexionshöhen der Wellen gezeigt. *Bleichschmidt.*

E. A. Wedemeyer. Zur Küstenbrechung der Funkstrahlen. Ann. d. Hydrogr. **62**, 297—298, 1934, Nr. 7. Es soll beim Übergang von Land zu Wasser bei schrägem Schnitt der Küste eine Funkstrahlablenkung, die Küstenbrechung, eintreten. Sie wurde, so sagt der Verf., als Erklärung früherer Meßabweichungen verwendet, konnte jedoch durch viele tausend systematische Versuche bis heute nirgends erwiesen werden. Verf. zeigt nun, daß bei Raumwellen eine Küstenbrechung nicht möglich ist. Die Raumwelle aber sei bei sehr langen Wellen der Oberflächenwelle täuschend ähnlich, wodurch irrtümliche Deutungen aufgekomen wären. *H. Ebert.*

N. Janco. Echoes of radio waves. Proc. Inst. Radio Eng. **22**, 923—925, 1934, Nr. 7. Im Verfolg der magneto-ionischen Theorie von Appleton-Hartree wird eine Erklärung für das Bestehen von Echos langer Verzögerung gegeben. Da der ordentliche und außerordentliche Strahl entgegengesetzt polarisiert sind, kann nur der eine von beiden die *E*-Schicht durchdringen. Die durchdringenden Wellen werden von der *F*-Schicht reflektiert und kommen so nach wiederholten Reflexionen zwischen diesen beiden Schichten um die Erde herum zum Ausgang zurück. *Schmerwitz.*

Axel Corlin. Cosmic ultra-radiation in Northern Sweden. Ann. Observ. Lund 1934, Nr. 4, Part A 113 S., Part B 80 S., auch Diss. Anschließend an eine ausführliche historische Einleitung, in der auf die verschiedenen Problemstellungen, insbesondere der Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung eingegangen wird, folgt die Beschreibung der zu den Messungen verwendeten Apparate. Verf. benutzte eine Kolhörster- und eine Steinkeapparat zu seinen Messungen in Nordschweden und an der meteorologischen Station Abisko; die Absorptionsmessungen und die Bestimmung des Nulleffekts erfolgten in der Eisenerzmine von Kiirunavaara. Die Einflüsse der meteorologischen Faktoren auf die Strahlungsstärke werden besonders eingehend besprochen. Methodisch interessiert bei dieser Untersuchung die Verwendung der Mehrfachkorrelation nach Charlier. Es wird nämlich darauf hingewiesen, daß es unstatthaft ist, den Verlauf der Ionisation auf konstanten Barometereffekt zu korrigieren und dann die so korrigierten Intensitäten nach der Abhängigkeit von den übrigen Faktoren zu untersuchen. Neben dem Barometereffekt wird auf diese Weise eine über die Fehlergrenze gehende Korrelation mit Temperatur oder Luftfeuchtigkeit nicht gefunden. Das Hauptgewicht des Buches ist gelegt auf die Untersuchung des Einflusses der erdmagnetischen Störungen und der Sonnenaktivität auf die

Höhenstrahlung. Es ergibt sich aus dem Material über diese Einflüsse zunächst kein klares Bild; die Meßreihen 1932 bis 1933 scheinen auf eine positive Korrelation der Intensität mit der Sonnenaktivität zu deuten. Im letzten Abschnitt des ersten Teiles wird der Ursprung der Höhenstrahlung diskutiert. Es wird auf die Möglichkeit hingewiesen, daß ein Teil der Strahlung von der Sonne ausgesandt wird. Der Text ist mit zahlreichen Diagrammen, Tabellen und Abbildungen illustriert. Im zweiten Teil des Buches sind die Werte der Ionisation aus allen Meßreihen 1929 bis 1933 zusammengestellt und zum Vergleich die entsprechenden Werte der Komponenten des Erdmagnetfeldes und des Barometerstandes angegeben.

Jánossy.

L. Bogojavlensky. L'étude du rayonnement pénétrant provenant de l'écorce terrestre. Beitr. z. angew. Geophys. 4, 437—451, 1934, Nr. 4. Es wird berichtet über Messungen der Erdstrahlung mit einer Ionisationskammer. Die Versuche ergaben enge Zusammenhänge zwischen Bodenbeschaffenheit (elektrische Leitfähigkeit und Radioaktivität) einerseits und Häufigkeit des Blitzeinschlages sowie Erdstrahlungsintensität andererseits.

Erwin Miehlnickel.

James W. Broxon. Recent Researches on Fluctuations of Cosmic-Ray Ionization. Terr. Magn. and Atm. Electricity 39, 121—125, 1934, Nr. 2. Siehe James W. Broxon, George T. Mevideth and Louis Strait, Phys. Rev. 44, 253, 1934 (diese Ber. S. 83).

Kolhörster.

Carl Størmer. Researches on the trajectories of electric particles in the field of a magnetic dipole with applications to the theory of cosmic radiation. Avh. Oslo 1933, Nr. 11, 19 S., 1934. Das vom Verf. bereits seit langem (Vid. Selsk. Skr., Oslo 1909) mathematisch behandelte Problem der Bewegung eines elektrisch geladenen Teilchens im Felde eines magnetischen Dipols wird hinsichtlich seiner Anwendbarkeit zur Deutung des Breiteneffektes der Höhenstrahlung untersucht. Die Zerlegung der Teilchenbewegung in eine Komponente innerhalb der Meridianebene und eine Rotation dieser Ebene gestattet die übersichtliche Darstellung der Abgrenzung zwischen „erlaubter“ und „verbotener“ Region für Teilchen verschiedener Energie. Die außerordentlich komplizierte Form der Grenzfläche hängt von den Anfangsbedingungen ab. Ihre Variabilität wird durch eine Reihe von Tafeln verdeutlicht. Für den Spezialfall der Höhenstrahlung ergibt diese Überlegung nach dem mißglückten Versuch von Lemaitre und Vallarta (Phys. Rev. 43, 1933, Nr. 2) eine erste Darstellung des Strahleneinfalls als Funktion der Erdkonstanten sowie der geomagnetischen Länge und Breite, deren Bedeutung für eine quantitative Intensitätsschätzung noch diskutiert werden soll (Phys. Rev., im Druck).

Erwin Miehlnickel.

Carl Eckart. The Analysis of the Cosmic-Ray Absorption Curve. Phys. Rev. (2) 45, 851—859, 1934, Nr. 12. Die Analyse der Absorptionskurve der Höhenstrahlung wird unter der Voraussetzung ausgeführt, daß die Strahlung ein kontinuierliches Spektrum besitzt und jedes Element des Spektrums nach dem gewöhnlichen Exponentialgesetz bzw. bei allseitigem Einfall nach dem entsprechenden $\phi(\mu H)$ -Gesetz absorbiert wird. Die Analyse führt auf eine Integralgleichung erster Art, die durch eine Reihenentwicklung nach den Laguerreschen Orthogonalfunktionen gelöst wird. Das Resultat der Analyse beweist, daß die Annahme der exponentiellen Absorption nicht den gesamten Sachverhalt erfaßt, da sich für bestimmte Bereiche des Absorptionskoeffizienten negative Intensitäten ergeben. Nach Verf. ist dies zurückzuführen auf die Verzerrungen durch die Sekundärstrahlen, die allerdings nach der angeführten Methode nicht näher erfaßt werden können. Endlich wird der Breiteneffekt an Hand der Ausführungen untersucht.

L. Jánossy.

Carl Störmer. Critical Remarks on a Paper by G. Lemaître and M. S. Vallarta on Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) **45**, 885—888, 1934, Nr. 11. Verf. bespricht die Abhandlung von Lemaître und Vallarta über den Breiteneffekt der Höhenstrahlung (Phys. Rev. **43**, 87, 1933) und stellt Unklarheiten und Fehler in der zitierten Arbeit fest. Es wird z. B. darin das erdmagnetische Feld mit entgegengesetztem Vorzeichen angesetzt. Zusammenfassend wird geschlossen, daß die numerischen Ergebnisse von Lemaître und Vallarta illusorisch sein müssen. *L. Jánossy.*

J. Clay, L. J. Dey and H. H. J. Bunschoten. Cosmic rays inside the earth. II. Physica **1**, 663—664, 1934, Nr. 8. Mit zwei Ionisationskammern von 10 Litern Inhalt bei Argonfüllung unter hohem (?) Druck wurde an der Erdoberfläche die gesamte Strahlung ungeschirmt zu 1870 mV/min, bei 20 cm Bleiabschirmung zu 450 mV/min gemessen. An der Erdoberfläche schirmen 20 cm Blei die Höhenstrahlung auf 63,7 % ab. Also beträgt die Höhenstrahlung dort ungeschirmt $450/0,637 = 708$ mV/min, die radioaktive Strahlung $1870 - 708 = 1162$ mV/min. Das Verhältnis der radioaktiven Strahlen innerhalb des Kohlenbergwerks zu dem an der Erdoberfläche ist nach Zählrohrmessungen 1:3. Daher wird die radioaktive Strahlung im Bergwerk mit etwa $1162 \cdot 1,3 = 1500$ mV/min anzusetzen sein. Hiermit wurde die Korrektur für die radioaktiven Strahlen, welche der Panzer noch durchließ, berechnet. Es wurden die folgenden Daten für die Summe aus Höhenstrahlung und Reststrahlung der Kammer gefunden:

Apparat I. 200 m, Bleipanzer

Unten cm	Seitlich cm	Oben cm	Ionisation	Korrigiert	Mittel
12,5	10	10	23,2	15,0	16,8 mV/min
12,5	10	20	22,6	16,7	= 0,023 $J_{\text{Oberfläche}}$
12,5	20	20	20,9	18,8	
260 m					
12,5	10	10	13,3	5,3	5,2 mV/min
12,5	10	17,5	10,6	5,2	= 0,007 $J_{\text{Oberfläche}}$
12,5	10	20	10,0	5,0	

Der zweite Apparat gab

110 m Tiefe	0,03 $J_{\text{Oberfläche}}$
260 m Tiefe	0,03 $J_{\text{Oberfläche}}$

Für diesen Apparat wird auf Reststrahlung von etwa 3 % geschlossen. *Kolhörster.*

J. Clay and P. M. van Alphen. Secondary cosmic rays from the wall of an ionisation vessel. Physica **1**, 665—666, 1934, Nr. 8. In eine Ionisationskammer von 10 Litern Inhalt, 40 Atmosphären Argonfüllung war ein Stahlnetz in 1 cm Abstand von der Wand eingebaut. Das Volumen zwischen Wandung und Netz betrug 0,6 Liter, innerhalb des Netzes also 9,4 Liter. Demgegenüber ergab sich die Ionisierungsstärke innerhalb des Netzes nur zu 0,3 der Ionisation im gesamten Volumen. Die Ionisation durch Sekundärstrahlen der Wand machte also den größten Teil der Gesamtionisation im Gefäß aus, besonders bei hohem Druck. Diese gesamte Ionisation ist demnach von der Form des Gefäßes abhängig. Um den Beitrag, den Wand und Volumen des Gefäßes liefern, genauer zu bestimmen, wurden Untersuchungen mit einer besonderen Apparatur (ebene Gitterelektroden in einem Ionisationszylinder) ausgeführt. Aus ihnen ergab sich, daß die Reichweite der von Höhenstrahlen an Eisenwandung erregten Sekundärstrahlen bei 75 Atmosphären Argonfüllung 1 cm beträgt, daß die Volumenionisation proportional dem Druck auch bei hohen Drucken verläuft und daß Einfall- sowie Ausfallsstrahlen gleich groß sind. *Kolhörster.*

E. J. Williams. Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae. Phys. Rev. (2) 45, 729—730, 1934, Nr. 10. Nach den Wilsonaufnahmen von Anderson (Phys. Rev. 44, 406, 1933) sowie von Blackett und Occhialini sind die energieärmeren ($H_V = 10^6$ Gauß·cm) Primärteilchen der Höhenstrahlung fast durchweg Elektronen. Dagegen wird aus der von Kunze (ZS. f. Phys. 83, 1, 1933) an energiereicheren Primärteilchen gemessenen kleinen spezifischen Ionisation wahrscheinlich, daß diese Teilchen Protonen sind, und zwar nach dem Sinne der magnetischen Ablenkung negative Protonen. Dasselbe Ergebnis liefern auf Grund von Reichweitenschätzungen auch die Koinzidenzmessungen von Rossi (Ric. Scient. 5, 561, 1934). Allerdings erfordert diese Ableitung Voraussetzungen über den Absorptions- und Ionisationsmechanismus, die durch den von Anderson gefundenen kleinen Energieverlust in Zweifel gestellt werden; obwohl theoretisch zu erwarten ist, daß die benutzte Ionisationsformel wie auch die auf ähnlichen Überlegungen beruhende Formel von Heitler und Sauter (Nature 132, 892, 1933) für den Energieverlust auch bei energiereichen Korpuskeln näherungsweise gültig bleiben. Die möglichen Ursachen dieser Diskrepanz werden vom quantenmechanischen Standpunkt diskutiert. *Erwin Mielnickel.*

M. Rutgers van der Loeff. Probability fluctuations of fourfold coincidences in Geiger-Müller counters, produced by cosmic rays. Physica 1, 667—672, 1934, Nr. 8. Mit vier parallelen Geiger-Müller-Zählern werden die Stöße der kosmischen Strahlung gezählt; die zeitliche Verteilung dieser Stöße wird wahrscheinlichkeitstheoretisch untersucht und es wird gezeigt, daß die Koinzidenzen weitgehend zufällig verteilt sind. *K. W. F. Kohlrausch.*

R. A. Millikan and Victor Neher. The Effect of Latitude on Cosmic-Ray Intensities Both at Sea Level and at Very High Altitudes. Phys. Rev. (2) 45, 757—758, 1934, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit selbstregistrierenden Elektroskopen wurde an verschiedenen Stellen der Erde die kosmische Strahlung in der Breitenabhängigkeit gemessen. *Schmerwitz.*

J. A. Bearden. A Wilson Cloud Chamber with an Increased Time of Sensitivity. Phys. Rev. (2) 45, 758—759, 1934, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Über praktische Verbesserungen an der Wilson-Kamera wird kurz berichtet. *Schmerwitz.*

A. H. Compton, E. O. Wollan, R. D. Bennett and A. W. Simon. A Precision Recording Cosmic-Ray Meter. Phys. Rev. (2) 45, 758, 1934, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein kosmischer Strahlungsmesser wird kurz beschrieben, mit dem Dauerregistrierungen über lange Zeiträume an festen Stationen ausgeführt werden können. *Schmerwitz.*

W. F. G. Swann and W. E. Ramsey. Ionization Spurts Resulting from Cosmic-Ray Entities. Phys. Rev. (2) 45, 758, 1934, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Vergleichende Untersuchungen kosmischer Sekundärstrahlung mit direkten Messungen. *Schmerwitz.*

E. C. Stevenson and Thomas H. Johnson. Barometer Effect of Shower-Producing and of Vertical Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 45, 758, 1934, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Barometereffekt der Höhenstrahlung wurde in Übereinstimmung mit Berechnungen von Bowen, Millikan und Neher gefunden. *Schmerwitz.*

Thomas H. Johnson. What Fraction of the Primary Cosmic Radiation is Positive? Phys. Rev. (2) 45, 758, 1934, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Der positive Anteil der kosmischen Primärstrahlung beläuft sich auf etwa 37 % für vertikale Strahlen und auf 13 % für über den gesamten Winkelbereich gemessene Strahlen (in Meereshöhe). Für größere Höhen steigen diese Werte an. *Schmerwitz.*

P. M. van Riel. Surface temperature in the northwestern part of the Atlantic Ocean. Mededeel. en Verh. Nr. 35, 1933 (K. Nederl. Meteorol. Inst. Nr. 102) S. 7—37, holländisch; S. 43—63 englisch. *Dede.*

R. H. Corkan. An Annual Perturbation in the Range of Tide. Proc. Roy. Soc. London (A) 144, 537—559, 1934, Nr. 853. Bei der Verarbeitung von Wasserstandsaufzeichnungen in Liverpool wurde eine Störung des Gezeitenverlaufs von jährlicher Periode festgestellt. Die Störung läßt sich auch in den anderen britischen Gewässern nachweisen und scheint auf der ganzen Erde vorhanden zu sein. Es bestehen Beziehungen mit meteorologischen Vorgängen. Andere mögliche Ursachen werden besprochen. *K. Jung.*

A. H. Gibson. Tidal Estuaries: Forecasting by Model Experiments. Nature 133, 969—972, 1934, Nr. 3374. Dieser Kurzbericht nach einem in der Royal Institution gehaltenen Vortrage des Verf. gibt dessen Erfahrungen wieder, die er im Auftrage des Severn Barrage Committee mit Modellversuchen machte, um die Wirkung einer für ein Gezeitenkraftwerk geplanten Abdämmung des Severn auf den Strom zu untersuchen. Theoretische Erwägungen, die sich zum Teil auf Ergebnisse von O. Reynolds stützen, führten zur Herstellung eines Modells der Severnmündung im Längenmaßstabe 1:7040 und mit einer 33fachen Überhöhung; der Zeitmaßstab ist alsdann $1 : \sqrt{33 \cdot 7040}$, so daß sich die Gezeitenperiode auf ungefähr $1\frac{1}{2}$ min verkleinert. Eine Probe auf die Brauchbarkeit der Methode ergab sich dadurch, daß eine Vermessung des Severn aus der Gegenwart und aus dem Jahre 1849 vorlag. Das Modell wurde entsprechend der Aufnahme von 1849 in Sand ausgeführt und alsdann mittels eines rhythmisch bewegten Tauchkörpers so vielen Tiden unterworfen, wie seitdem verstrichen sind. Es zeigte sich, daß dann in der Tat das heutige Bodenrelief herauskam. Auch die Gezeitenströmungen und die bekannte Bore traten maßstäblich getreu auf. *H. Thorade.*

O. Pettersson. Tidvattnets problem. II. Erfarenheter och experiment, en studie i geofysik. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) 24, Nr. 17, 16 S., 1934, Heft 4. Im Anschluß an die vorausgehende Arbeit (diese Ber. S. 820) untersucht Verf., wie seine Theorie die internen Gezeiten im Großen Belt und im Kattegat zu erklären vermag. Im Belt z. B. beträgt die Amplitude der inneren Gezeiten der schweren salzhaltigen Bodenschichten bis zu 2,5 m, die Amplitude der Oberfläche dagegen nur 24 cm. Der Wasserwechsel in der Ostsee wird durch diese inneren Gezeitenwellen erklärt, welche fortwährend etwa 2 m hohe Wellen von Mischwasser mittleren Salzgehaltes über die Barriere im Belt vom Kattegat in die Ostsee hineinpumpen und verdünntes Wasser wieder zurückschaffen. Auch die inneren Gezeiten im Nordatlantik will der Verf. mit Hilfe seiner Theorie erklären. *J. Holtzmark.*

O. Pettersson. Tidvattnets problem. III. Teori, en studie i geofysik. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) 24, Nr. 16, 30 S., 1934, Heft 4. Die vertikale Komponente „Flutkraft“, welche bisher vernachlässigt wurde, wird berechnet. Sie ist so gering, daß eine merkliche Hebung und Senkung des Meeresspiegels nicht stattfindet. In den Schichten verschiedener Dichte im Meere vermag sie jedoch Wellen von bedeutender Amplitude zu erzeugen. In einem Anhang wendet sich der Verf. gegen die Kritik, die von verschiedenen Seiten gegen seine Theorie dargebracht wurde. *J. Holtzmark.*

W. Semmelhack. Die Staubfälle im nordwest-afrikanischen Gebiet des Atlantischen Ozeans. Zugleich Beitrag zur „Harmattan“-Kunde. Ann. d. Hydrogr. **62**, 273—277, 1934, Nr. 7. In der Arbeit sind die in den Jahren 1902 bis 1933 von deutschen Schiffen gemeldeten Staubfälle in dem in Frage stehenden Gebiet herangezogen worden. Es zeigt sich, daß die Häufigkeit der Staubfälle einen ausgesprochenen jährlichen Gang besitzt. Diese Häufigkeitskurve stellt eine Doppelwelle dar. Ihr Hauptmaximum fällt in den Monat Januar, das sekundäre in den August; die Minima liegen im April und November, das winterliche Maximum weist nahezu den doppelten Betrag des sommerlichen auf. Den Schlüssel zum Verständnis des jährlichen Ganges der Häufigkeit bietet eine Betrachtung der Luftbewegung über dem nordwestafrikanischen Festlands- und Meeresgebiet im Jahresverlauf. *H. Ebert.*

H. U. Sverdrup. Wie entsteht die Antarktische Konvergenz? Ann. d. Hydrogr. **62**, 315—317, 1934, Nr. 8. Es wird gezeigt, daß eine Vereinigung der Meinung des Verf. mit der von Deacon (1934) über die Antarktische Konvergenz einer Klärung der Frage für deren Entstehung näherkommt. Verf. hatte die Vermutung ausgesprochen, daß eine Konvergenz in der Windtrift der Oberflächenschichten begründet sei, da die größten Windgeschwindigkeiten südlich der Konvergenz angetroffen werden. Deacon dagegen erblickte die Ursache der Konvergenz in der thermohalinen Zirkulation der oberen Schichten. *H. Ebert.*

Sprengungen zu Forschungszwecken mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft. ZS. f. Geophys. **10**, 119—234, 1934, Nr. 3/4. Das ganze Heft enthält Arbeiten über die Schallausbreitung in der Atmosphäre, insbesondere über die Schallsprengung von Oldebroek (Holland) am 15. Dezember 1932. Diese Untersuchungen wurden ausgeführt zur Messung von Wind und Temperatur in der oberen Atmosphäre, und zwar in Höhen, die durch Aufstiege nicht mehr erreicht werden können, die aber für die Zirkulation in der Atmosphäre noch wichtig sind. Beobachtet wurde bei der Oldebroek-Sprengung auf 24 Registrierstationen, darunter 15 im Ostprofil zwischen 100 und 550 km Entfernung vom Sprengort, ergänzt durch über 400 Hörbeobachtungsstationen in Norddeutschland, Holland, Belgien, Nordfrankreich, England und Dänemark. Es fanden zwei Doppelsprengungen statt um 7,00, 7,06 und 8,00, 8,06 Uhr MEZ von je 300 kg Einzelladung.

Duckert. Ergebnisse der Hörbeobachtungen des Sprengversuchs in Oldebroek am 15. Dezember 1932. ZS. f. Geophys. **10**, 119—126, 1934, Nr. 3/4. Die Ergebnisse der Hörbeobachtungen sind wegen der äußerst kritischen Bearbeitung als zuverlässig anzusprechen. Es zeigen sich deutlich zwei Zonen von hörbarem Schall: eine fast kreisförmige von 60 km Radius um den Sprengort (Überführungsgeschwindigkeit 331,8 m/sec, normaler Schall) und ein halber Kreisring (innerer Radius 140 km, äußerer Radius 220 km) von NE über E nach SW (Überführungsgeschwindigkeit 280 m/sec, anormaler Schall, Kulminationshöhe etwa 40 km). Die östliche Hörbarkeitsgrenze des anormalen Schalles fällt mit einer Luftkörpergrenze zusammen. Durch eine Bodeninversion muß im Osten ein Teil der anormalen Schallenergie in die Atmosphäre zurückreflektiert worden und in der doppelten Entfernung vom Sprengort wieder zum Boden gelangt sein. Dieser reflektierte anormale Schall wurde jedoch nur mit Registrierinstrumenten wahrgenommen. Mit Hilfe der Registrierbeobachtungen läßt sich zeigen, daß im Westen die Zone des anormalen Schalles in die Nordsee fällt. Das Fehlen von hörbarem anormalen Schall im Westen ist hierdurch erklärt.

Paul Duckert. Die Wetterlage und die Schichtung der Atmosphäre am 15. Dezember 1932, dem Sprengtag von Oldebroek.

ZS. f. Geophys. 10, 127—144, 1934, Nr. 3/4. Auf Grund zahlreicher Flugzeug-, Drachen-, Registrier- und Pilotballonaufstiege wird die Wetterlage am Sprengtag dargestellt. Es gelingt, Daten über Luftdruck und Temperatur bis zu 20 km Höhe zu erhalten. Direkte Höhenwindmessungen waren bis zu 12 km Höhe möglich, während aus den Fundorten der Registrierballone der Wind bis zu 20 km abgeschätzt werden konnte. Die einzelnen Ergebnisse sind in ausführlichen Tabellen wiedergegeben. Für Höhen über 20 km liegen keine Daten vor. Zum Schluß gibt der Verf. eine Tabelle der Temperaturen und Westkomponenten des Windes bis zu 19 km Höhe sowie der daraus errechneten Schallgeschwindigkeiten im Ostprofil. Materialzusammenstellung der Schallregistrierungen während der Sprengungen in Oldebroek (Holland) am 15. Dezember 1932. ZS. f. Geophys. 10, 145—158, 1934, Nr. 3/4. (Zusammengestellt von der Reichsanstalt für Erdbebenforschung Jena und dem Geophysikalischen Institut Göttingen.) Die Materialzusammenstellung enthält sämtliche für die Bearbeitung des Registriermaterials notwendigen Daten. Eine erste Tabelle gibt für jede Station die geographischen Koordinaten, die Entfernung vom mittleren Sprengort, die Azimute der geodätischen Linie zwischen Sprengort und Beobachtungsstation am Sprengort und an der Beobachtungsstation, eine Angabe über die verwendeten Apparate, die Registrierzeiten und die Korrektur, die an den beobachteten Laufzeiten anzubringen ist, um sie auf den mittleren Sprengort zu reduzieren. Diese Laufzeitkorrektur wird erläutert. Es folgt eine Tabelle der Laufzeiten sämtlicher beobachteter Schalleinsätze (auf mittleren Sprengort reduziert) und eine Darstellung der Laufzeitkurven des Ostprofils. Normaler Schall wurde bis zu 129 km Entfernung photographisch aufgezeichnet. Der anormale Schall tritt erstmalig bei 148 km auf und wird mit Sicherheit noch bei 290 km gefunden. Reflektierter anormaler Schall findet sich zwischen 290 und 555 km, zweimal reflektierter anormaler Schall wird vereinzelt angegeben. Westlich vom Sprengort wurde überhaupt kein Schall registriert. Zum erstenmal war für die Laufzeitkurve des anormalen Schalles eine deutliche Krümmung (konvex zur Entfernungsachse) festzustellen, die Laufzeitkurve des normalen Schalles ist innerhalb der Fehlergrenzen geradlinig. Der anormale Schall zeigt kurz hintereinander drei oder vier Einsätze, die sich auf längere Erstreckung zu Laufzeitkurven zusammenfassen lassen. Zum Schluß wird noch eine Tabelle der Entfernungen und der Laufzeiten (hier nicht auf mittleren Sprengort reduziert), für die vier Sprengungen getrennt, angegeben.

O. Meisser und H. Martin, Beiträge zu den Luftschallmessungen. ZS. f. Geophys. 10, 158—166, 1934, Nr. 3/4. A. Zeitdienst für Luftschallmessungen: Es wird die Einrichtung einer Apparatur für Schallmessungen beschrieben, die eine Zeitgenauigkeit von $\frac{1}{10}$ sec garantiert (Sender, Signalgeber, Signalschreiber). B. Die Aufzeichnungstreue vom Kühlschen Undograph und Wiechertschen Membranapparat: Auf Grund von Registrierungen beider Typen auf ein und derselben Station bei der gleichen Sprengung wird die Aufzeichnungstreue als ausreichend erkannt. C. Überschlägige Auswertung: Unter vereinfachenden Annahmen werden für verschiedene Einsätze des anormalen Schalles im Ostprofil der Oldebroek-Sprengung die von den Schallstrahlen erreichten Höhen berechnet (im Mittel 40 bis 50 km). D. Vorschlag für weitere Untersuchungen an Luftschallwellen mit Registrierbeobachtungen: Vorschläge bezüglich der Anordnung der Registrierstationen zwecks Elimination des Windinflusses und Ermittlung der „windfreien“ Laufzeitkurve des anormalen Schalles.

Herbert Regula. Schallausbreitung in der Atmosphäre. ZS. f. Geophys. 10, 167—185, 1934, Nr. 3/4. Auf Grund umfangreichen Registriermaterials aus den Jahren 1923 bis 1929 wird die Schallausbreitung hinsichtlich ihrer Ab-

hängigkeit von Azimut und Jahreszeit sowie hinsichtlich der Möglichkeit von Höhenwindbestimmungen untersucht. Es folgt ein kurzer Überblick über die bisherigen Theorien der anomalen Schallausbreitung und eine erste Auswertung der Registrierergebnisse der Oldebroek-Sprengung. Es zeigt sich hierbei, daß die Laufzeitkurve des anomalen Schalles unter Annahme geeigneter Winde sowohl durch Reflexion an einer hohen Schichtgrenze als auch durch stetige Umbiegung der Schallstrahlen befriedigend erklärt werden kann. Ferner ergibt sich, daß die Schallstrahlen im Ostprofil im Mittel aus W 5° N einfallen.

Heinrich Jung. Berechnung der Laufzeitkurven des anomalen Schalles für windstille Atmosphäre und Vergleich mit der Laufzeitkurve der Oldebroek-Sprengung vom 15. Dezember 1932. ZS. f. Geophys. 10, 186—196, 1934, Nr. 3/4. Es werden unter Annahme verschiedener Schallgeschwindigkeits- bzw. Temperaturverteilungen theoretische Laufzeitkurven für windstille Atmosphäre berechnet und mit der beobachteten Laufzeitkurve verglichen. Es zeigt sich, daß die Annahme windstiller Atmosphäre zur Deutung der Laufzeitkurve des anomalen Schalles bei der Oldebroek-Sprengung nicht ausreicht und daß es nicht möglich ist, zwischen Reflexion und stetiger Umbiegung zu entscheiden.

P. Duckert. Ergebnisse der Registrierungen von Schallwellen an kreisförmig um den Sprengherd angeordneten Stationen. ZS. f. Geophys. 10, 197—200, 1934, Nr. 3/4. Aus den Laufzeiten des anomalen Schalles an den außerhalb des Ostprofils gelegenen Stationen läßt sich für die Oldebroek-Sprengung ein mittlerer Wind aus W 6° N von 32 m/sec errechnen. Da unterhalb 20 km ein solcher Wind nicht beobachtet wurde, müssen die Schallstrahlen größere Höhe erreicht haben. Eine Erklärung des anomalen Schalles durch Beugung unterhalb 20 km Höhe wäre demnach für die Oldebroek-Sprengung nicht möglich.

B. Sandmann. Beobachtungsergebnisse über den Einfluß der „akustischen Umkehrschicht“ auf die Schallausbreitung. ZS. f. Geophys. 10, 200—215, 1934, Nr. 3/4. An Hand einzelner Schallsprengungen, bei denen in Potsdam aus einer Entfernung von etwa 37 km anomaler Schall festgestellt wurde, wird gezeigt, daß dieser auf eine „akustische Umkehrschicht“ zurückzuführen ist. Diese wird dadurch gekennzeichnet, daß in ihr die Schallgeschwindigkeit nach vorheriger Abnahme mit der Höhe konstant bleibt oder zunimmt, jedoch ohne daß der Wert am Erdboden wieder erreicht wird. Eine Erklärung des anomalen Schalles durch Brechung kommt daher nicht in Frage, vielmehr scheinen nach Ansicht des Verf. beugungsähnliche Vorgänge, zum Teil sogar mit unsymmetrischem Strahlengang, vorzuliegen.

Joseph Kölzer. Zur Frage der anomalen Schallausbreitung. ZS. f. Geophys. 10, 215—221, 1934, Nr. 3/4. Es wird darauf hingewiesen, daß Reflexion und Brechung nach den bisherigen Ergebnissen bei mittleren und nahen Entfernungen nicht in allen Fällen zur Erklärung des anomalen Schalles ausreichen. Der Verf. nimmt daher in solchen Fällen als Ursache der anomalen Schallausbreitung Beugung an. Es erweist sich als notwendig, weitere Untersuchungen bei mittleren Entfernungen anzustellen unter gleichzeitiger Beschaffung vollständiger meteorologischer Daten. Das meteorologische Material für den Sprengtag von Oldebroek ist nach der Ansicht des Verf. noch nicht ausreichend.

K. Wölken. Schalluntersuchungen im Polargebiet. ZS. f. Geophys. 10, 222—234, 1934, Nr. 3/4. Bericht über Schalluntersuchungen auf Nowaja Semlja und Franz-Josephs-Land während des Polarjahres 1932/33. Die Ergebnisse zeigen keinen wesentlichen Unterschied gegenüber mittleren Breiten. Auch während der Polarnacht wurden Fernschallwellen beobachtet. Abweichungen der Lauf-

zeiten vom Mittelwert entsprechen den Windströmungen in der unteren Troposphäre. Im Winter wird anormaler Schall häufiger östlich, im Sommer westlich vom Sprengherd beobachtet. Winterschall hat hohe Frequenz und unregelmäßige Formen, Sommerschall niedrige Frequenz und regelmäßige, runde Wellenformen.

Heinrich Jung.

Kurt Wegener. Der Schwere-Wind. Ann. d. Hydrogr. 62, 285—288, 1934, Nr. 7. Verf. beschreibt Beobachtungen des Schwere-Windes und bringt die Deutung des Problems. Dabei behandelt er auch eine kürzlich (1933) von Defant weiter hinzugefügte Bedingung und weist bei dieser Gelegenheit auf ein offensichtliches Mißverständnis mit Defant hin. Dieses wird durch eine zusätzliche Stellungnahme des letzteren geklärt, indem er feststellt: Für den Abfluß der erkalteten Luft vom Inlandeis hat die Schwere einen maßgeblichen Einfluß, aber die Art und Weise dieses Abflusses steht unter wesentlicher Mitwirkung der in der allgemeinen Wetterlage vorhandenen Luftdruckgradienten, die oft den Abfluß beschleunigen, oft ihn geradezu aufhalten, so daß die kalten Luftmassen im Sommer sogar aufgestaut werden.

H. Ebert.

E. Dinies. Die Auslösung und Steuerung von Kälteeinbrüchen durch hohe Druckänderungen. Meteorol. ZS. 51, 241—248, 1934, Nr. 7. An Beispielen wird der Mechanismus der Auslösung und Steuerung der Kälteeinbrüche durch Luftdruckänderungen, die nicht durch Temperaturänderungen in bodennahen Schichten verursacht waren, gezeigt. Ein entlang einer Kaltfront ziehendes Fallgebiet löst den Kältevorstoß aus, der auf der Rückseite des vorüberziehenden Fallgebietes senkrecht zu dessen Bahn vorrückt. Ein hinter dem Fallgebiet folgendes Steiggebiet verstärkt den Vorstoß. Die Ausbreitung der Kaltluft erfolgt in Richtung des größten Temperaturgefälles und wird vom Temperaturunterschied zwischen Kalt- und Warmluft beeinflusst.

F. Steinhauser.

Heinz Lettau und Werner Schwerdtfeger. Untersuchungen über atmosphärische Turbulenz und Vertikalaustausch vom Freiballon aus. II. Mitteilung. Meteorol. ZS. 51, 249—257, 1934, Nr. 7. Es wird von den Ergebnissen dreier Freiballonfahrten zur Bestimmung des Vertikalaustausches in der Atmosphäre durch Windmessungen berichtet und eine Diskussion der bisher gemessenen Austauschwerte angeschlossen. In allen Höhen zwischen 100 und 3000 m trafen nach den bisher durchgeführten vier Aufstiegen bei einander ähnlichen Wetterlagen Austauschwerte auf, die bis zu einer Zehnerpotenz voneinander verschieden waren, so daß also keine allgemein gültige Beziehung zwischen Austauschgröße und Höhe besteht. Es hat sich gezeigt, daß der vertikale Temperaturgradient nicht immer für die Größe der Durchmischung bestimmend ist. Für die freie Atmosphäre läßt sich auch keine Beziehung zwischen Windgeschwindigkeit und Austauschgröße ableiten. Es wird die Vermutung ausgesprochen, daß Sprünge in Richtung und Geschwindigkeit des horizontalen Windes ein starkes Anwachsen des Austausches verursachen und im Zusammenhang mit Temperaturgradient, Höhe über Grund und Windgeschwindigkeit zur Erklärung der einzelnen Austauschwerte heranzuziehen sind.

F. Steinhauser.

Rupert Holzapfel und Gerhard Kirsch. Über die Oberflächenwellen des grönländischen Inlandeises. Meteorol. ZS. 51, 262—264, 1934, Nr. 7. Auf dem Inlandeis von Grönland wurden sehr regelmäßige Wellen von 5 bis 7 km Länge mit 15 bis 20 m Amplitude in 100 km Randabstand und 5 m Amplitude in 300 km Randabstand festgestellt. Die Erklärung dieser Wellen suchen die Verf. in den Luftströmungsverhältnissen und den damit verbundenen Ablagerungen aus dem Schneefegen in regelmäßigen Abständen in der Windrichtung. Ursache dafür

soll eine Störung mit bestimmter kritischer Wellenlänge sein, die auch zur Turbulenz der Luftbewegung führt.

F. Steinhäuser.

P. Moltchanoff. Resultate der wissenschaftlichen Forschungen während des Aufstieges des Stratostats SSSR. (Vorläufige Mitteilung.) Meteorol. ZS. 51, 269—270, 1934, Nr. 7. Durch kombinierte Beobachtungen mit einem Pilottheodoliten und einem geodätischen Theodoliten wurde die jeweilige Höhe des Ballons gemessen und die Genauigkeit der barometrischen Höhenformel in großen Höhen überprüft. Die Überprüfung der Leistung des Temperaturanzeigers des Meteorographen ergab, daß die Temperatur im Sinne einer Erhöhung durch Strahlungseinfluß stark abwich, wenn das Produkt aus der Geschwindigkeit des Ventilationsstromes und der relativen Dichte der Luft (Dichte am Boden = 1) unter den Wert 0,5 sank. Es wurde daher eine Vorrichtung geschaffen, wodurch die Meteorographen durch Rotation beim Aufstieg genügend Ventilation erhalten. Die Intensität der kosmischen Strahlung war bei 137 mm Druck 221 Ionen/cm² sec und bei 86 mm Druck 345 Ionen/cm² sec. Die Analyse von Luftproben aus 18 500 m Höhe ergab einen Gehalt an Sauerstoff von 20,95 % und im Gehalt an Stickstoff und Edelgasen nur wenig Unterschied gegenüber der Bodennähe. Wasserstoff konnte nicht nachgewiesen werden.

F. Steinhäuser.

F. W. Paul Götz, A. R. Meetham and G. M. B. Dobson. The Vertical Distribution of Ozone in the Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 145, 416—446, 1934, Nr. 855. Verff. beschreiben eine Methode zur Bestimmung der mittleren Höhe des Ozons in der Atmosphäre und des allgemeinen Charakters seiner Vertikalverteilung. Bei dieser Methode wird die Intensität des blauen Himmelslichtes im Zenit bei Sonnenauf- oder -untergang gemessen. Solche Messungen sind ein Jahr lang in Arosa durchgeführt worden. Ergebnis: Die mittlere Höhe des Ozons über der Schweiz beträgt etwa 22 km (vom Meeresspiegel aus gerechnet). Das Ozon ist hauptsächlich zwischen der Erdoberfläche und einer Höhe von 35 km vorhanden. Die Form der Vertikalverteilung scheint vorwiegend von der gesamten vorhandenen Ozonmenge abzuhängen.

Zeise.

Chaim L. Pekeris. On the interpretation of the Umkehr-effect in atmospheric ozone measurements. Avh. Oslo 1933, Nr. 8, 31 S., 1934. Untersucht wird die Ursache des Umkehrreffektes, die nach Götz in einer Ozonschicht der Höhe von etwa 20 km zu suchen ist. Es wird die Theorie der Strahlungstransmission einer dispergierenden Atmosphäre zunächst unter Vernachlässigung sekundärer Streuung entwickelt, da nichts über den Umkehr Effekt auszusagen ist, wird der Einfluß sekundärer Streuung ermittelt und die Unstatthaftigkeit der Vernachlässigung desselben dargelegt. Zur eingehenderen Untersuchung wird die allgemeine Theorie einer zerstreuen Atmosphäre mit einem selektiv absorbierenden Element entwickelt und die Integralgleichung genähert gelöst, die numerischen Daten für $z = 87$ und 90° liefern den sekundären Effekt, aber keinen Umkehr Effekt, so daß die Zweifel Rosslands an der Götzschen Deutung bestätigt werden. Auch Berücksichtigung von Einwirkung von Dunst führen nicht zum Ziel. Deshalb wird versucht, den Umkehr Effekt durch Absorptions- und Emissionseffekte zu erklären. Ausgeschlossen wird Fluoreszenzstrahlung, dagegen liefert ein Temperaturanstieg in der Ozonschicht kurz nach Sonnenuntergang die Möglichkeit der Anregung der O₂-Moleküle, dieser Deutung steht gegenüber, daß der Umkehr Effekt auch bei Sonnenaufgang beobachtet wurde. Beobachtung in dieser Hinsicht scheint deshalb angebracht.

Sättle.

F. W. Paul Götz. Über die Deutung des Umkehrreffekts bei Messungen des atmosphärischen Ozons. Erwiderung auf die gleich-

namige Arbeit von Herrn Chaim L. Pekeris. *ZS. f. Astrophys.* 8, 267—270, 1934, Nr. 4. Sind I_1 und I_2 die Intensitäten des Zenitlichtes des blauen Himmels in zwei verschiedenen Wellenlängen ($\lambda_1 < \lambda_2$), so nimmt das Verhältnis $I_1 : I_2$ mit abnehmender Zenitdistanz der Sonne ab bis etwa 85° , um von da ab wieder zuzunehmen. Hieraus wird auf die vertikale Verteilung der Ozonschichten in der Atmosphäre geschlossen und eine vereinfachte Theorie dieses Effektes abgeleitet. *Sticker.*

F. W. P. Götz, M. Schein und B. Stoll. Atmosphärische Untersuchungen mit dem Lichtzählrohr in Arosa. *Helv. Phys. Acta* 7, 484—488, 1934, Nr. 5. Mittels Lichtzählrohr und lichtempfindlicher Cadmiumschicht werden die Intensitäten der Wellenlängen $\lambda 3105$ (Absorptionsgebiet des atmosphärischen Ozons) und $\lambda 3232$ (Grenze dieses Absorptionsgebietes) des Zenitlichtes als Funktion von z^4 aufgenommen. Die Kurve zeigt den Umkehrreffekt bei $z = 85^\circ$. Unter Benutzung der Hg-Linie $\lambda 2654$ und 3021 einer Quarzquecksilberlampe in Entfernungen von 1555 und 475 m und eines Zählrohrs mit lichtempfindlicher dünner Platinschicht wird die Länge der Schicht bodennahen Ozons bestimmt. Es folgt für Arosa 0,0027 cm pro km. *Sättlele.*

F. W. Paul Götz. Mesures de l'absorption de l'ultraviolet dans les couches d'air horizontales, faites comparativement à Arosa-Coire et au Jungfrauoch-Lauterbrunnen. *Ach. sc. phys. et nat.* (5) 16, 35—36, 1934, Jan./Febr. Vgl. diese Ber. S. 1127. *J. Böhme.*

V. Fesenkof (Fessenkoff). Déterminations de l'épaisseur équivalente de l'ozone atmosphérique faites à l'Observatoire Astrophysique de Kutchino. *C. R. Leningrad* 2, 450—451, 1934, Nr. 8, französisch; russisch S. 448—449. Mit einem Spektrographen von Zeiss, der es infolge zweier Quarzprismen gestattet, Strahlungsintensitäten für verschiedene Wellenlängen photographisch zu messen, sind im ultravioletten Teil des Spektrums Messungen am Astrophysikalischen Observatorium in Kutchino durchgeführt worden, um so über die Dicke der Ozonschicht Aussagen machen zu können. Das Meßgerät wird genau beschrieben und Meßergebnisse werden mitgeteilt. *Fritz Hänsch.*

D. Chalonge et E. Vassy. Recherches sur la transparence de la basse atmosphère et sa teneur en ozone. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 5, 309—319, 1934, Nr. 7. Der Ozongehalt der Atmosphäre wird in Parallelmessungen von den Verff. im Lauterbrunner Tal und von Götz und Maier-Leibnitz (erscheint demnächst in Gerlands Beitr.) auf dem nahegelegenen Jungfrauoch durch Messung der Ultraviolettabsorption einer einige Kilometer mächtigen Luftschicht bestimmt. Als Lichtquelle dient ein kontinuierliches H_2 -Spektrum. Der Quarzspektrograph mit Objektivprisma ist durch Schiefstellen der Abbildungslinse so eingestellt, daß kein punktförmiges, sondern ein Spektrum von etwa 1,3 mm Breite entsteht. Bei Bestimmung des O_3 -Gehaltes wird auf die Absorption durch das O_2 -Bandenspektrum sowie auf die Zerstreuung des Lichtes und auf die Absorption durch Staub geachtet. Es ergibt sich ein O_3 -Gehalt von etwa $16 \mu/\text{km}$ im Tal, auf der Höhe von etwa $20 \mu/\text{km}$. Im fernen Ultraviolett tritt noch eine weitere, bisher ungeklärte, zusätzliche Absorption auf. *P. Graßmann.*

W. R. Harper. On the Theory of the Combination Coefficients for large Ions and for uncharged Particles at any Pressure. *Phil. Mag.* (7) 18, 97—113, 1934, Nr. 117. Durch Erweiterung der früher (Proc. Cambridge Phil. Soc. 28, 219, 1932) vom Verf. entwickelten Theorie, die im Gegensatz zu derjenigen von Whipple (Proc. Phys. Soc. 15, 367, 1933) auch die Brownsche Bewegung mit berücksichtigt, wird eine Formel für die Häufigkeit der gegenseitigen Annäherung von atmosphärischen Ionen und neutralen Teilchen

bis auf den Abstand σ abgeleitet, die für alle Werte von σ/λ gilt, wobei λ die mittlere freie Weglänge im Gase darstellt. Ferner wird der Einfluß der gegenseitigen elektrostatischen Anziehung auf jene Häufigkeit für fast alle Werte von σ/λ behandelt. Hiermit werden die Koeffizienten der Wiedervereinigung von großen Ionen berechnet, wobei sich für die verschiedenen Ionenradien und Drucke verschiedene Formeln ergeben. Die Wiedervereinigung mehrfach geladener Ionen stellt einen Sonderfall dar. Auch die Vereinigungskoeffizienten für kleine Ionen und ungeladene Kerne werden berechnet. Die Beziehung zwischen diesen und jenen Wiedervereinigungskoeffizienten weicht von derjenigen Whipples ab. Für Atmosphärendruck werden die Ergebnisse graphisch dargestellt und mit vorliegenden experimentellen Daten verglichen. Ferner wird gezeigt, wie aus Beobachtungen an großen Ionen die Masse zusammengeballter kleiner Ionen ohne Annahmen über die Größe der Haufen berechnet werden kann.

Zeise.

H. Thomas. Das Zustandekommen eines Druckanstieges von 35 mm durch einen stratosphärischen Kaltlufteinbruch ohne Mitwirkung troposphärischer Vorgänge. Berl. Ber. 1934, S. 222—236, Nr. 17. Mittels einiger Registrierballonaufstiege des Aeronautischen Observatoriums Lindenberg ist ein schönes Beispiel für die Entstehung eines kräftigen Hochdruckgebietes durch zwei aufeinanderfolgende stratosphärische Kälteeinbrüche gefunden. Es handelt sich um ein Hoch vom 17. Januar 1930, das sich vom 13. bis 17. Januar ohne Mitwirkung troposphärischer Vorgänge aufgebaut hat. Durch diesen Befund wird die von Fickersche Ansicht gestützt, daß troposphärische Luftpörper durch stratosphärische bedingte Druckänderungen in Bewegung gesetzt und gesteuert werden können und damit eine starke und direkte Beeinflussung des Wetters möglich ist. Diese Ansicht wird von Palmén nicht geteilt, aber durch Arbeiten von Ertel (siehe diese Ber. 13, 756, 1932, und 14, 101, 1933) weiter gestützt. Gerade die Lindenbergischen Beobachtungen im Januar 1930 zeigen, daß der Druckanstieg durch zwei stratosphärische Kaltlufteinbrüche, die sich zwischen 9000 und 15000 m Höhe vollzogen, verursacht wurde, während sich die Troposphäre durchaus passiv verhielt. Somit ist die von Fickersche Ansicht weiter gefestigt. Es gelang Verf. unter der Annahme, daß der Druckanstieg allein stratosphärisch bedingt sei, eine Rechnung durchzuführen und die Übereinstimmung deren Ergebnisse mit den Beobachtungen nachzuweisen. Daran anschließend wird der Mechanismus stratosphärischer Druckanstiege besprochen.

H. Ebert.

Fritz Möller. Über Differenzenmethoden bei Höhenwinden. Ann. d. Hydrogr. 62, 279—285, 1934, Nr. 7. Verf. nimmt die Differenzenmethode bei Höhenwinden gegen Angriffe in Schutz und zeigt an einigen Beispielen ihre Behandlungsart. Dabei kommt er zu dem Schluß, daß für die vollständige Beschreibung der Windverhältnisse eines Ortes ebensowenig das vektorielle wie das skalare Mittel, auch in Verbindung mit irgendwelchen Streuungsmaßen, ausreicht, sondern daß die Darstellung der Häufigkeitsverteilung das beste Verfahren ist. Auf die dabei zu verwendenden Differenzenverfahren soll später eingegangen werden.

H. Ebert.

M. Douguet et R. Bureau. Sur la variation diurne des atmosphériques pendant la nuit polaire. C. R. 199, 160—163, 1934, Nr. 2. Registrierungen atmosphärischer Störungen auf die Ausbreitung von Wellen während des Polarjahres werden mitgeteilt. Das tägliche Maximum zeigt doppelten Anstieg, den ersten zwischen 15.30 und 19 Uhr MEZ., den zweiten gegen 21 Uhr. Der zweite Anstieg fällt zeitlich mit Messungen in Paris zusammen, dies wird als Bestätigung der Erklärung dafür von Bureau angesehen. Das erste, unsicherste und unregelmäßigste Ansteigen wird auf Quellen in Afrika zurückgeführt. Das Ver-

schwinden wird mit dem Taganfang in Beziehung gebracht. Die Quellen breiten sich in den südtropischen Gebieten von Ostbrasilien bis Südperu aus. Auf die Bedeutung der Messungen während der Polarnacht für die Erforschung der Quellverteilung wird hingewiesen.

Sättele.

F. A. Berson. Kaltfronten und präfrontale Vorgänge über Lindenberg in der unteren Troposphäre. (Auszug aus der gleichnamigen Dissertation.) Meteorol. ZS. 51, 281—286, 1934, Nr. 8. Typ A: Geht den Kälteeinbrüchen eine Abkühlung höherer Luftschichten voraus, so läßt sich gleichzeitig ein primärer (hoher) Druckfall feststellen. Mit dem Kälteeinbruch selbst geht dann nur noch ein schwacher primärer Druckfall vor sich. — Typ B: Bei präfrontaler Erwärmung oder ungestörter Warmluft vor der Kaltfront macht sich präfrontal kein primärer Druckfall bemerkbar. Der primäre Druckfall überlagert sich erst dem Kälteeinbruch selbst. Die Phasenverschiebung zwischen primärer und sekundärer Druckwelle ist demnach bei Typ B größer als bei Typ A. *F. Steinhauser.*

Helge Petersen. Extrem hohe Temperaturen und Föhn in Grönland. Meteorol. ZS. 51, 289—296, 1934, Nr. 8. An den grönländischen Küstenstationen kommen oft so extrem hohe Temperaturen, und zwar zu jeder Jahreszeit vor, daß die Annahme einer Föhnwirkung im Sinne eines Absinkens der Luft aus dem Inlandeis zur Küste zur Erklärung nicht ausreicht. Es wird daher vom Verf. angenommen, daß wärmere maritime Luft, begleitet von Kondensation und Niederschlagsbildung, auf der einen Seite Grönlands aufsteigt und auf der anderen wieder absinkt. Die Durchrechnung einiger besonders extremer Fälle zeigt, daß diese Annahme quantitativ zur Erklärung der plötzlichen Erwärmung ausreicht.

F. Steinhauser.

F. Rossmann. Lichtsäule des Mondes auf Jungfraujoch in der Mitternacht von 2./3. April 1934. Meteorol. ZS. 51, 312—313, 1934, Nr. 8. Es war zum erstenmal gelungen, eine schön ausgebildete Lichtsäule des Mondes samt Untermond bei 11 $\frac{1}{4}$ ° Mondhöhe zu photographieren. Die Länge der Lichtsäule betrug nach der Ausmessung auf dem Bild 25°.

F. Steinhauser.

W. Peppler. Bemerkungen zur Temperatur der Stratosphäre über Mitteleuropa. Meteorol. ZS. 51, 313—315, 1934, Nr. 8. Nach den Veröffentlichungen der Internationalen Aerologischen Kommission wurden die Mitteltemperaturen der Stratosphäre in 20 km Höhe für Mittel- und Westeuropa (1909 bis 1913), Lindenberg (1909 bis 1931) und München (1924 bis 1933) zusammengestellt. Während die ersten beiden Gruppen eine infolge „Verstrahlung“ gefälschte Zunahme der Temperatur mit der Höhe zeigen, ergibt sich nach den Münchener Aufstiegen eine schwache Abnahme von —51,6° in 20 km Höhe auf —52,4° in 24 km Höhe. Der Verf. glaubt, daß über Mitteleuropa als Mitteltemperatur in 25 km Höhe —56° anzunehmen ist. Die Temperatur sinkt mit zunehmender Aufstiegs geschwindigkeit der Ballone. In großen Höhen scheint eine Vertikalgeschwindigkeit von 7 m/sec zur genügenden Ventilierung noch nicht ausreichend. Nach den als nicht gefälscht gekennzeichneten Münchener Aufstiegen ist oberhalb 14 km mit keiner Temperaturzunahme, eher mit einer schwachen Abnahme zu rechnen.

F. Steinhauser.

P. Raethjen. Zur Energie der zyklonischen Stürme. Meteorol. ZS. 51, 315—316, 1934, Nr. 8. In Erwiderung auf eine kritische Bemerkung Wagemanns wird gezeigt, daß die Beobachtungstatsachen gegen die Annahme sprechen, daß die Energie zyklonischer Stürme aus einem Margulesschen Zweikammersystem geliefert wird. Während im allgemeinen mit der Zunahme der kinetischen Energie in einer Zyklone eine Verstärkung des Druckgradienten und Vertiefung der Zyklone parallel geht, müßte nach Margules bei der Energieumsetzung der

Druckgradient abnehmen. Als hauptsächliche Energiequelle der zyklonischen Stürme muß daher doch die feuchtlabile Umlagerung betrachtet werden.

F. Steinhäuser.

P. Barreca. Fréquence des nuages en fonction de leur hauteur sur mer. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 12—16, 1934, Jan./Febr. Zweck der Arbeit war, die Abhängigkeit der Häufigkeit der Wolken von ihrer Höhe über dem Erdboden zu ermitteln. Als Unterlage für diese Statistik wurden die von L. Teisserenc und seinen Mitarbeitern (1896 und 1897) an einem Orte mit einer Meereshöhe von 170 m ausgeführten Messungen von Wolkenhöhen benutzt. Die graphische Darstellung der Wolkenhäufigkeit, bezogen auf ihre Höhe, ergab, daß die Wahrscheinlichkeit des Vorhandenseins von Wolken dem Gaußschen Gesetze folgt. Die Häufigkeit steigt von der Höhe 0 beginnend sehr steil bis zu einem Maximum, das bei 1300 m liegt, um dann nach größeren Höhen erst sehr rasch und dann immer langsamer abzufallen. Die größte beobachtete Höhe waren 12000 m. In das Intervall von 400 bis 3000 m fallen zwei Drittel der gesamten Häufigkeit. Die mittlere Höhe aller Wolken beträgt 3100 m.

v. Steinwehr.

P. Barreca. Sur la figure et la position des franges colorées autour de la terre déduites toutes les deux de nouvelles observations. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 17—34, 1934, Jan./Febr. Die Fransen, welche den Wolken ihre Färbung verleihen, haben das Aussehen von Rotationsflächen, deren Achse die Verbindungslinie der Mittelpunkte der als kugelförmig angenommenen Sonne und Erde ist. Zweck dieser Arbeit war, unter Verzicht auf jegliche Hypothese durch direkte Beobachtung die geometrische Gestalt der Linien, die durch Rotation um diese Verbindungslinie die Trennungsflächen dieser Fransen erzeugen können, zu untersuchen. Es ergibt sich, daß diese Kurven fast gerade Linien sind, die nach unten schwach konkav gekrümmt sind, und deren Krümmung ausgehend von dem Werte derselben an der Erdoberfläche nach Maßgabe der Entfernung von der letzteren abnimmt. Sie gleichen sehr flachen Parabeln, die ihre Rückseite der Sonne zuwenden und die sich der Erde aber nicht alle an derselben Stelle anschmiegen.

v. Steinwehr.

D. Barbier. La répartition de l'ozone atmosphérique en fonction de l'altitude. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 243—252, 1934, Nr. 6. Nach einigen theoretischen Überlegungen über die Integralgleichung, zu der die Methode von Fabry und Buisson führt, wird gezeigt, wie die Beobachtungen der Ozonverteilung mittels einer Reihe von Charlier vom Typ A dargestellt werden können. Im allgemeinen kann man nur die Gesamt-Ozonmenge und die mittlere Höhe der Verteilung bestimmen. Ausnahmsweise lassen sich auch noch Abweichungen von der Normalverteilung berechnen. Die Verteilung scheint unsymmetrisch zu sein. Eine Methode zur Lösung der Gleichung wird entsprechend zu derjenigen von Cabannes und Dufay angegeben. Die Zerstreuung durch die Atmosphäre in großen Höhen hat vorwiegenden Einfluß bei großen Zenitdistanzen. Die mittlere Höhe der Verteilung ergibt sich zu 40 bis 50 km. *Schmerwitz.*

Kurt Wegener. Die Sättigung der Luft mit Wasserdampf. Ann. d. Hydrogr. 62, 339—341, 1934, Nr. 8. Verf. erörtert die Schwierigkeiten, die sich aus dem Begriff der „Sättigung“ allmählich entwickelt haben. Im wesentlichen weist er darauf hin, daß stets angegeben werden muß, auf welches Material (Wasser, Eis, Salzlösung) Bezug genommen ist.

H. Ebert.

L. A. Ramdas and M. S. Katti. The Variation of Moisture in the Surface Layer of the Soil in Relation to the Diurnal Variation of Meteorological Factors. Current Science 3, 24—25, 1934, Nr. 1.

Es sind vier verschiedene Bodensorten und dazu Quarzpulver auf ihr Verhalten im Laufe eines ganzen Tages in bezug auf Feuchtigkeitsgehalt untersucht. Während beim Quarzpulver keinerlei Änderung festgestellt wurde, zeigte sich bei den Erdböden, daß gegen Nachmittag die Verdampfung sehr stark ist, während über Nacht infolge Absorption von Wasserdampf der Wassergehalt des Bodens stark ansteigt. Weiter wurde gefunden, daß der Stoff mit größtem Minimum über Tag auch das größte Maximum an Feuchtigkeitsgehalt über Nacht hatte. Durch dieses Verhalten der Böden wird die entgegengesetzte Abhängigkeit des Wasserdampfdruckes mit dem Abstand vom Boden (Abnahme über Tag, umgekehrt in der Nacht) verständlich gemacht.

H. Ebert.

M. Hottinger. Heiztechnische Klimakurven (Wärmebedarfskurven). Gesundheits-Ing. 57, 413—418, 1934, Nr. 34. Es werden an Hand einiger Kurven die Wärmebedarfsverhältnisse der verschiedenen Gegenden der Erde, wenigstens soweit es sich um die mittlere Dauer und Kälte der Winter handelt, miteinander verglichen. Solche Diagramme geben in klimatologischer Hinsicht wertvollen Aufschluß.

H. Ebert.

Sjan-zi Li. Bemerkungen über den Einfluß der Wüste Taklamakan auf die Witterung in Tjarchlik. Meteorol. ZS. 51, 296—301, 1934, Nr. 8. Die Beobachtungsdaten wurden gelegentlich einer zentralasiatischen wissenschaftlichen Expedition Sven Hedins von Juli 1928 bis Juli 1929 gesammelt. Es werden die Windverhältnisse und das Verhalten von Temperatur und Feuchtigkeit, von Niederschlag und Bewölkung im Januar und Juli besprochen. Als von der Wüste beeinflußt stellt sich die große tägliche Amplitude der Windgeschwindigkeit und der Temperatur dar. Für die Niederschlagsbildung ist ein Einbruch sibirischer Kaltluft Vorbedingung.

F. Steinhauser.

W. Brunner jun. Crépuscule et lumière zodiacale lunaires. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 43—44, 1934, Jan./Febr. Der Verf. ist der Ansicht, daß das sogenannte Mondzodiaklicht sich darstellt als letzter Dämmerungsschein des Mondes und eine Überlagerung des Gegenscheines. Er verwirft die Annahme, daß es sich um eine ähnliche Erscheinung bei einer Monddepression von 6° handelt, wie sie sich bei Sonnendepression von 18° zeigt, weil die Intensität zu gering sein müßte.

F. Steinhauser.

John R. Baker. Measurement of Ultra-Violet Light. Nature 134, 139—140, 1934, Nr. 3378. Es wird die Frage der besten Aufstellung des UV-empfindlichen Reagens bei klimatologischen Messungen erörtert (horizontale oder vertikale Lage).

Dziobek.

Rudolf Sewig. Zur Methodik der Strahlungsmessungen mit der Selen-Sperrschichtzelle. Phys. ZS. 35, 564—565, 1934, Nr. 14/15. An früher mitgeteilten Untersuchungen von Grundmann und Kassner setzt Verf. aus, daß die scheinbar gegen die Verwendung von Selen-Photoelementen für meteorologische Zwecke bestehenden Bedenken nicht auf prinzipiell unabänderbare Eigenschaften derselben, sondern auf methodische Mängel zurückzuführen sind.

Sewig.

W. Grundmann und L. Kassner. Zur Methodik der Strahlungsmessungen mit der Selen-Sperrschichtzelle. Phys. ZS. 35, 566—567, 1934, Nr. 14/15. Erwiderung zu der vorstehend referierten Bemerkung. Hinsichtlich der Einwände von Sewig wird nichts Neues gebracht. Verff. glauben jedoch, auf einen weiteren Nachteil der Photoelemente in Gestalt des cos-Fehlers aufmerksam machen zu müssen, offenbar in Unkenntnis der Arbeit von Sewig und Vaillant (Licht 4, 57—58, 1934, Nr. 3).

Sewig.

D. Barbier, D. Chalonge et E. Vassy. Etude du rayonnement ultraviolet de quelques étoiles des types A et B. Dosages nocturnes d'ozone. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 129 S—130 S, 1934, Nr. 6. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 359]. Beobachtungsort ist Arosa. Benutzt wird ein kleiner Spektrograph mit Quarzobjektivprisma. Als Vergleichslichtquelle dient eine Wasserstoffröhre mit kontinuierlichem Spektrum, das aus mehreren 100 m Entfernung durch denselben Spektrographen fällt, Energieverteilung ist bekannt. Die Aufnahmen erfolgen für verschiedene Zenitdistanzen. Bestimmt wird der atmosphärische Absorptionskoeffizient zwischen $\lambda 4800$ und $\lambda 3100$ Å. Die erhaltenen Energiekurven zeigen das Anwachsen des kontinuierlichen Wasserstoffabsorptionsspektrums unterhalb $\lambda 3700$ Å, beim Übergang von B 0 zu A 0. Absorptionsmessungen sind mit denen von Götz in Übereinstimmung. Die Methode gestattet Bestimmung des Ozongehaltes in der oberen Atmosphäre während der Polarnacht.

Sättele.

Robley C. Williams. Ultra-violet stellar spectra with aluminium-coated reflectors. II. Energy-curves from $\lambda 4350$ to $\lambda 3000$. Astrophys. Journ. 80, 7—18, 1934, Nr. 1. Beschreibung von Apparatur und Methode des 1. Teils wird hinsichtlich Filter und Platteneichung ergänzt. Diesbezügliche Diagramme und Sternmikrophotometerkurven sind angeschlossen. Aus Sonnenspektren in verschiedenen Zenitdistanzen wird Absorption und Transmission als Funktion der Wellenlänge bestimmt. Die Hugginsbande sowie weitere Ozonbanden wurden festgestellt, Auswertung derselben zurückgestellt. Die Methode der Temperaturbestimmung nach dem Wienschen Gesetz wird ausgeführt und für 14 Sterne von Oe 5 bis F 5 die Temperaturen angegeben. Auf die Mikrophotometerkurven von γ Cass., ϵ Orion. und ϵ Pers., in denen wahrscheinlich die kontinuierliche H-Absorption fehlt, wird hingewiesen. Es folgen Vorschläge zur Ermittlung von möglichem Energieverlust durch kontinuierliche H-Absorption, durch Abweichungen von schwarzer Strahlung und durch Rayleighstreuung im Raum.

Sättele.

C. Hoffmeister. Eine bisher unbekannte kosmische Einwirkung in den oberen Luftschichten. Naturwissensch. 22, 458—460, 1934, Nr. 27. Die seit 1921 beobachteten „Leuchtbreiten“ — heller Nachthimmel — zeigen einen jährlichen Gang, der mit dem der Zenneckschen Ionisationsstörungen in der hohen Atmosphäre gleichlaufend ist. Beide Erscheinungen stehen im Zusammenhang mit dem Auftreten kometarischer Sternschnuppenströme, allerdings nicht mittelbar, sondern sie werden hervorgerufen durch Staubmassen in den Bahnen zahlreicher Kometen, die in die Luftschichten gelangen. Nicht aktive Ströme (Lyriden, Perseiden) gehören alten Kometen an. Ursache des Leuchtens muß elektrischer Natur sein. Die von Dufay im diffusen Himmelslicht festgestellten Emissionslinien und hellen Banden werden mit großer Wahrscheinlichkeit als Spektrum der Leuchtbreiten anzusehen sein.

Sättele.

Carl Størmer. Height and velocity of luminous night-clouds observed in Norway 1932. Abh. Oslo 1933, Nr. 2, 45 S., 1934. Zweck der Untersuchung ist eine Prüfung der Daten von Jesse (1889—1891) über nachleuchtende Wolken. Die photographischen Methoden sowie die Formeln zur Berechnung der Höhen aus zwei Beobachtungsorten werden mitgeteilt. Eingehend behandelt werden die Wolken vom 10./11. und 24./25. Juli 1932. Aus 37 Höhenwerten ergeben sich Höhen zwischen 74 und 92 km mit dem Mittelwert 81,4 km. (nach Jesse 82,08), die Höhe des Erdschattens liegt zwischen 30 und 50 km. Die Geschwindigkeit der Wolke war 44 bis 55 km/sec in Richtung SSW. An der letzteren Gruppe wurden parallele Streifen der Länge 63 km und mit einem Abstand von

9 km bestimmt (nach Jesse 8 bis 10 km). Eine Spektralaufnahme dieser Wolke zeigt keine Emissionslinien und gleicht dem Spektrum des Tageslichtes. Angefügt sind anderweitige Beobachtungen während derselben Zeit. In 10 Tafeln und 43 Skizzen sind Aussehen und Lage der Wolken verzeichnet. *Süttle.*

Lord Rayleigh. Further experiments in illustration of the green flash at sunset. Proc. Phys. Soc. 46, 487—498, 1934, Nr. 4 (255). Die nur Bruchteile von Sekunden dauernde Erscheinung der zuletzt (Abend) bzw. zuerst (Morgen) erscheinenden obersten Kuppe der Sonne, des sogenannten „grünen Strahls“ hat man bekanntlich auf die normale Strahlenbrechung und Dispersion der Atmosphäre, auf die anomale Dispersion, auf die selektive Absorption des Wasserdampfes zurückzuführen versucht oder schließlich das Phänomen als subjektives Nachbild aufgefaßt. In den letzten Jahren scheint man im allgemeinen an die normale Dispersion gedacht zu haben, in dem Sinne, daß nur noch der brechbarere Teil sichtbar bleibt. Im Jahre 1930 kam Verf. zum Ergebnis, daß die bekannte Horizontalrefraktion und die normale atmosphärische Dispersion für die Erklärung hinreichten. Diese Auffassung wurde durch Experimente mit einem Crownglasprisma mit einem brechenden Winkel von 45' gestützt, auf welche das nach Durchgang durch dasselbe auf einem Schirm aufgefangene Sonnenlicht fiel. Bei weiteren Untersuchungen, über deren Ergebnisse hier berichtet wird, war der Schirm durch das Auge des Beobachters, die Sonne durch eine künstliche, durch geeignete Abschirmung passend dimensionierte Lichtquelle und das Crownglasprisma aus praktischen Gründen durch ein Wasserprisma ersetzt. Der Abstand zwischen Lichtquelle und Prisma betrug 56, der zwischen Prisma und Auge 74 m. Die Untersuchungen führten zunächst zu voller Übereinstimmung mit genannter früherer Auffassung, ohne daß jedoch zunächst auf die Erregung einer der Natur genau entsprechenden Farbe Bedacht genommen wurde. Darauf wandte sich der Verf. der Frage zu, ob und wie weit etwa Simultankontrast das restierende Blau in Blaugrün bzw. das wohl am meisten beobachtete Grün umwandeln könne. Weder die Kombination der blauen Lichtquelle vom $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ der Hg-Lampe mit dem Hintergrund verschiedener rötlicher bzw. orangefarbener Lichtquellen verschiedener Intensität, noch die prismatische Zerlegung des Lichtes mit Schaffung eines rötlichen Hintergrundes mittels besonderer gefilterter Lichtquelle oder eines orangefarbenen trüben Mediums führte zum Ziel, wohl aber eine Anordnung, bei welcher die ins Auge des Beobachters fallenden Strahlen, bevor sie durch ein Prisma zerlegt werden, eine alkoholische Mastixemulsion durchsetzen. Entsprechend der verschieden starken Konzentration wurden die Stufen Blau, Blaugrün, reines Grün (Optimum) und Grün mit verminderter Intensität erhalten. Verf. folgert aus diesen Untersuchungen, daß vermutlich bei blutroter Sonne der „grüne Strahl“ nie zu beobachten sein würde, was auch (siehe die Diskussion) mit den Tatsachen übereinzustimmen scheint. Den Einwand Kapitän Bakers (siehe die Diskussion), daß das Phänomen statt einer seltenen eine gewöhnliche Erscheinung sein müsse, wenn die Erklärung Lord Rayleighs richtig sei, sucht Verf. durch den Hinweis darauf zu entkräften, daß seine Experimente deutlichst den ungünstigen Einfluß falschen, störenden Lichtes im Prisma gezeigt hätten, daß aber in der Natur entsprechende Vorsichtsmaßregeln nicht getroffen würden. Es bleibt aber dann immer noch zu erklären, warum das Phänomen besonders oft in den Tropen und äußerst selten in höheren Breiten beobachtet wurde. Beachtenswert bleibt auch der Einwurf Bakers, daß die Brechungsvorgänge in der Atmosphäre verschieden von denen im Prisma seien und daß vor allem nicht allein die Dispersion in der Luft von der Dichte im Meeresniveau berücksichtigt werden dürfe.

Chr. Jensen.

S. Rosseland and G. Steensholt. On the relative intensity of bands in a sequence and the temperature of the upper atmosphere. *Avh. Oslo* 1933, Nr. 5, 17 S., 1934. Zugrunde liegen die beobachteten Banden der N_2 - und N_2^+ -Moleküle des Vegard'schen Polarlichtspektrums. Bei der Berechnung der Intensitäten ist Beschränkung auf die Terme der molekularen Schwingung gestattet, so daß die Theorie von Hutchinson in *Phys. Rev.* **36**, 470 und **37**, 45, angewandt werden kann. Aus den berechneten Intensitätsamplituden J_{00} bis J_{23} und deren Zahlenwerten für genannte Bandensysteme und den beobachteten Intensitäten werden die relativen Molekülzahlen in verschiedenen Schwingungszuständen ermittelt; diese Werte zeigen starke Unterschiede, was auf Beobachtungsfehler und nur zum geringen Teil auf Mängel der Theorie zurückgeführt wird. Die aus der Anzahl der Moleküle folgende Temperatur ist mindestens 1000° abs. Dieser Wert liegt gegenüber dem Vegard'schen aus einer Einzelbande viel zu hoch. Eine Modifikation der Vegard'schen Rechnung ergibt für den letzteren 347 statt 195° abs. Deshalb sind Temperaturen aus den Intensitäten der Bandensysteme mit Vorsicht zu gebrauchen, doch werden sie Aufschluß über die Art der Anregung des Nordlichtleuchtens geben können. *Sättelle.*

H. Kussmann. Zellenmessungen in Brauniage. *Meteorol. ZS.* **51**, 301—309, 1934, Nr. 8. Der Verf. bespricht ausführlich Vergleiche und Eichungen von Cadmiumzellen und Kaliumzellen und teilt in Tabellen die Ergebnisse seiner Messungen von Mai 1932 bis Mai 1933 mit. Es wurde die kurzwellige Sonnenstrahlung und die auf eine horizontale Fläche auffallende kurzwellige Strahlung von Sonne + Himmel mit einer Cadmiumzelle ohne Filter und mit Minosfilter, die Intensität der Sonnenstrahlung und die auf eine horizontale Fläche auftreffende Strahlung von Sonne + Himmel mit einer Kaliumzelle ohne Filter (Spektralbereich 300 bis 560 $m\mu$) und mit U-Filter (300 bis 400 $m\mu$), V-Filter (350 bis 450 $m\mu$) und B-Filter (450 bis 500 $m\mu$) gemessen. *F. Steinhauser.*

F. Steinhauser. Die Breitenverlagerung der Zyklonenbahnen in den Vereinigten Staaten von Amerika und die elfjährige Sonnenfleckenperiode. *Meteorol. ZS.* **51**, 316—318, 1934, Nr. 8. In einer kritischen Besprechung einer Arbeit J. C. Kullmers wird gezeigt, daß die Breitenverlagerung der Zyklonenbahn und etwas schwächer auch die Zyklonenhäufigkeit über USA. deutliche, aber ungleichmäßige Perioden zeigen. Ein Zusammenhang mit der Sonnenfleckenperiode läßt sich gesichert durch Korrelationsfaktoren nicht erweisen. In dem betrachteten 48 jährigen Zeitraum stehen den $4\frac{1}{2}$ -Sonnenfleckenperioden nur drei deutlich ausgesprochene Perioden der Zyklonenbahnverlagerung gegenüber. *F. Steinhauser.*

S. J. Barnett. Some Remarkable Multiple Sunset Flashes in Southern California. *Phys. Rev.* (2) **46**, 75—76, 1934, Nr. 1. Die bei Sonnenuntergang mit einzölligem Doppelglas, $6\times$ Vergrößerung, beobachteten grün und blau aufleuchtenden Strahlen (flashes) werden beschrieben. Die Farbe erscheint meist zuerst am scharfen Rand und rückt einwärts. Die Erscheinung ist festzustellen bei hügeligem Gelände, tief liegender Wolke oder auf dem Meer. Besonders hervorgehoben wird die Erscheinung, wenn das Bild der Sonne infolge der Luftbeschaffenheit stark ausgezahnt erscheint, dabei wurden bis zu sechs solcher Strahlen festgestellt, die bei nicht ganz roter Sonne meist alle ausgesprochen blau erschienen. Bei einem solchen Untergang wurde die Sonne durch eine scharfe Linie in eine untere grüngelbe und eine obere rote oder rotgelbe Scheibe zerlegt. *Sättelle.*

W. Schmidt. Ein Jahr Temperaturmessungen in 17 österreichischen Alpenseen. Wiener Anz. 1934, S. 216—217, Nr. 18. *Dede.*

W. Liese. Raumhygienische Untersuchungen aus dem Reichsgesundheitsamt. II. Mitteilung. Die Benutzung des Katathermometers zur Kennzeichnung des Raumklimas. Gesundheits-Ing. 57, 353—358, 1934, Nr. 29. Verf. zeigt, daß das Katathermometer für die Kennzeichnung des Behaglichkeitszustandes im gewöhnlichen Raumklima verwendet werden kann. Diese Art der raumhygienischen Untersuchung ist der mit einem gewöhnlichen Thermometer überlegen. Verf. macht folgende Vorschläge: Für das gewöhnliche Wohnraumklima und unter der Voraussetzung normaler Kleidung und höchstens leichter körperlicher Arbeit wird entsprechend den klimatischen Bedingungen und Wohngepflogenheiten für Deutschland als sehr zweckmäßige Richtlinie das Einhalten einer Lufttemperatur zwischen 17,5 und 18,5° und eines trockenen Katawertes zwischen 5,0 und 5,5 vorgeschlagen. Der trockene Katagrad soll möglichst nahe bei 5,0 liegen. Das gilt für relative Luftfeuchtigkeiten zwischen 25 und 70 %. Wo starke Einflüsse außergewöhnlicher Luftfeuchtigkeiten zu berücksichtigen sind, ist die Messung mit dem feuchten Katathermometer vorzuziehen. *H. Ebert.*

F. Gassmann. Sur l'interprétation des diagrammes de sismographes et de vibrographes. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 40—43, 1934, Jan./Febr. Vgl. diese Ber. S. 1604 *W. Schneider.*

Fritz Möller. Die vier Grundrechnungsarten und die Differenzenmethode und eine Anwendung auf die Beständigkeit von Höhenwinden. Ann. d. Hydrogr. 62, 341—345, 1934, Nr. 8. Verf. weist darauf hin, daß Schwierigkeiten, die bei Anwendung der Differenzenmethode auftreten, beseitigt werden, indem man nicht arithmetische, sondern geometrische Mittel, also anstatt der Differenzenmethode eine Quotientenmethode verwendet. Das Verfahren versagt allerdings bei Vektorgößen. Alsdann ist wieder auf die arithmetische Differenzenmethode zurückzugreifen. Verf. zeigt, welche Rechnungen dann auszuführen sind. *H. Ebert.*

A. G. Loomis, H. A. Ambrose and H. T. Kennedy. Some Rheologic Aspects of Petroleum Production. Physics 5, 207—216, 1934, Nr. 8. Die Verf. geben eine kritische Übersicht über die Fortschritte strömungstechnischer Untersuchungen, die für die Bohrung und den Transport von Erdöl in Rohrleitungen bedeutungsvoll sind. Die Eigenschaften des Bohrflusses können durch physikalisch-chemische Methoden kontrolliert werden, was für die Bohrtechnik wichtig ist. Die Strömungsgesetze von Gas-Ölgemischen durch poröse Medien werden durch die Messung ihrer Durchlässigkeitskoeffizienten ermittelt. Diese Gesetze geben Hinweise für die Erdölgewinnung (z. B. Produktionsertrag, Anlage der Bohrlöcher usw.). Ebenso wird die für die Kenntnis der Vorgänge im Bohrloch wichtige Strömung von Gas-Flüssigkeitsgemischen durch Röhren diskutiert. Die Strömung durch Rohrleitungen wird unter besonderer Berücksichtigung der Strömung von Erdöl mit hochmolekularen Bestandteilen bei kalter Witterung untersucht. Schließlich werden noch ungelöste strömungstechnische Probleme der Erdölgewinnung aufgezeigt. *Schön.*

Register der Geophysikalischen Berichte

1. Allgemeines

- F. Linke. Georg Stüve † 73.
 Wilhelm Schmidt. Axel Wallén † 125.
 National Research Council. Trans. Amer. Geophys. Union Fifteenth Annual Meeting April 26, 27, 28, 1934 41.
 P. Heidke. Russische Beteiligung am Zweiten Internationalen Polarjahr 41.
 Harlow Shapley. High lights of astronomy during the past year 41.

2. Apparate und Meßmethoden

- J. C. P. Miller. Special case in the determination of probable errors 41.
 Hans Müller. Behandlung von Mittelwerten aus einem Beobachtungsmaterial von geringem Umfang 38.
 Morrison, J. T. Correlation of Time-series 1.
 Franz Ackerl. Horizontalkreisteilung eines Universal-Theodolites von Zeiss 57.
 O. M. Miller. Optical Device to Aid in Mapping from Photographs 145.
 Karl Ulbrich. Justierung von Lattendioptern 104.
 Arthur Holmes. Measurement of Geological Time 101.
 Hugo Benioff. Electro-magnetic seismograph 102.
 J. Coulomb et G. Grenet. Principes de construction des séismographes électromagnétiques 146.
 G. Gamburcev. Anwendung mechanischer Filter in der angewandten Seismometrie 103.
 G. Grenet et J. Coulomb. Séismographes électromagnétiques 102.
 Takahiro Hagiwara. Velocity Seismograph 102.
 C. A. Heiland. Instrument Problems in Reflection Seismology 101.
 A. Herrmann und O. Meisser. Piezoelektrischer Beschleunigungsmesser 126.
 W. Hiller. Zeitmarkierung bei mechanisch registrierenden Seismographen 74.

- H. Imhof and A. Graf. Askania Torsion Balance with Inclined Beams and Short Period of Observation 17.
 Lucien J. B. La Coste, Jr. Long Period Vertical Seismograph 1.
 Sylvain Pirson. Adjustable wavefilter suitable for the reception of reflected seismic waves 103.
 A. Schleusener. Messungen mit transportablen statischen Schweremessern 100.
 P. Schürholz. Messung der Gravitationskonstante im Unterricht 147.
 H. Sell und G. Turetschek. Quantitative Messung von Erschütterungen 103.
 Ryûtarô Takahasi. Extensometer for Measuring Crustal Deformation 101.
 St. v. Thyssen. Entwicklung des Thyssen-Gravimeters 125.
 Torsion balance 17.
 G. Tüchel. Geländekorrektion bei Drehwaagemessungen 99.
 Chûji Tsuboi. Apparatus for Taking Gravity Measurements at Sea on Board an Ordinary Vessel 101.
 Halley Wolfe. Seismographic Recorder 102.
 Pedro I. Aguerrevere. Development of a field magnetometer based on the principle of the earth inductor 44.
 H. Deutschländer. Registrierung der elektrischen Raumladungsdichte der Luft mittels Potentialmessungen in der Nähe von Gebäuden 103.
 Robley D. Evans. Gamma-Ray Sensitivity of Tube-Counters and the Measurement of the Thorium Content of Rocks 105.
 — Apparatus for the Determination of Minute Quantities of Radium, Radon and Thoron in Solids, Liquids and Gases 126.
 C. A. Heiland and W. E. Pugh. Theory and experiments concerning a new compensated magnetometer system 17.
 G. Herzog. Large cloud chamber 136.
 J. N. Hummel. Auflösungsvermögen bei der Koinzidenzregistrierung mit hintereinander geschalteten Zählrohren 42.

- P. Kipfer. High-Pressure Wilson Cloud Chamber 90.
- Walter Kosmath. Messung des augenblicklichen Radongehaltes der Freiluft in Kurorten mit radioaktiven Quellen 146.
- E. Medi. Apparecchio per la misura del campo elettrico terrestre 73.
- Max Müller. Geophysikalischer Nachweis des Zechsteindolomits 99.
- Hans Neuberger. Methodik der Kernzählung 73.
- Henryk Orkisz. Elimination des sauts dans la balance de Schmidt au cours des observations de campagne 18.
- G. M. Shrum and Ronald Smith. Portable Geiger-Müller tube counter as a detector for radioactive ores 42.
- Berthold Sturm. Ausführungsform des Geigerschen Spitzenzählers zur Lichtmessung 89.
- Helmut Volz. Trennschärfe von Zähl-anordnungen 57.
- A. S. E. Ackermann. Skymeter: instrument for the rapid determination of sill-ratios 37.
- Hannes Alfvén und John Tandberg. Thermochron, Apparat zur Messung der Temperatur der höheren Luftschichten 19.
- T. E. Aurén. Pyrheliometer 145.
- J. H. Awbery and Ezer Griffiths. Investigation of the wet-and-dry-bulb hygrometer at low temperatures 146.
- J. Barnóthy und B. Béll. Regenanzeiger für minimale Niederschlagsmengen 125.
- M. Bender. Neues photochemisches Verfahren zur Messung der Ultraviolettstrahlung 2.
- Günther Boljahn. Weiterentwicklung des Wigandschen Sichtmeßverfahrens 41.
- C. E. Brazier, I. Mašek et R. Guilhen. Influence de la transparence de l'atmosphère sur les résultats fournis par la comparaison de deux pyrhéliomètres 18.
- Marcel Chrétien. Appareil pour la restitution des clichés aériens 74.
- Paul Dubois. Universalaktinograph 145.
- E. Ekhart. Einfluß der intermittierenden Bewölkung auf die Aufzeichnungen des Sonnenscheinautographen Campbell-Stokes 143.
- H. Geissler. Korrekturformel für die Richterschen Kippthermometer 1.
- Walter Grundmann. Nullpunktsänderung der Thermometer in Abhängigkeit der Alterung von Glas und Temperatur-indikator 56.
- Walter Grundmann. Haarhygrometrie 56.
- Untersuchungen an Schalenkreuzanemonen 125.
- P. Gruner. Photometer zum Studium der Himmelsfärbungen 74.
- Photomètre pour l'étude des colorations du ciel 104.
- Johannes Grunow. Windfahnen auf aerodynamischer Grundlage 125.
- Josef Gutmann. Einfluß der intermittierenden Bewölkung auf die Aufzeichnungen des Sonnenscheinautographen Campbell-Stokes 58, 144.
- Kristen Irgens. Reduktion des Gefäßbarometers mit reduzierter Skala 57.
- Chr. Jensen. Meßgeräte der atmosphärischen Optik und Akustik 146.
- Heinz Linke. Windmeßanlage zur Aufzeichnung von Windrichtung und -stärke 126.
- F. Löhle. Sichtphotometer zur Messung der optischen Trübung der bodennahen Luftschicht 73.
- Herbert Mayer. Kupferoxydul-Sperrschichtphotozelle als registrierender Bewölkungsmesser 19.
- Kupferoxydul - Sperrschichtphotozelle als Präzisions-Sonnenscheindauerauto-graph 58.
- L. F. Miller. Instrument for Continuous Record of Sunshine 42.
- A. J. Reardon and H. P. Griggs. Solarization at Low Intensity 145.
- Anfinn Refsdal. Aerogramm, ein neues Diagrammpapier für aerologische Berechnungen 57.
- Teiji Sano. Pressure in the Vidi-Vessel of the Aneroid Barometer and Its Compensation Adjustment for Temperature 125.
- V. Šaronov (W. Scharonow). Messung der Lufttrübung und der Sicht 17.
- W. Schmidt. Verfolgen rasch bewegter Ziele 42.
- W. Schnittger und H. Linke. Ballontheodolite zur Beobachtung auf festem Boden und auf Schiffen 1, 57.
- Zd. Sekera. Lichtelektrische Registrierung der Himmelspolarisation 127.
- Vilho Väisälä. Radiosonde 125.
- S. W. Visser. Tau-Registrierapparat 19.
- C. B. Williams und G. A. Emery. Photographic moonlight recorder 126.

3. Bewegung und Zusammensetzung der Erde; Schwere

Rotation, Umlauf, Präzession,
Nutation, Polschwankung,
Zeitbestimmung

Hans Ertel. Berechnung der Polfluchtkraft 59.

L. Grabowski. Berechnung der Polfluchtkraft 59, 76.

M. Milankovitch. Berechnung der Polfluchtkraft 59.

— Mechanismus der Polverlagerungen 2.
Robert Schwinner. Sind große Polverschiebungen möglich? 59.

M. Milankovitch. Sind große Polverschiebungen möglich? 59.

Figur der Erde, Masse, Schwere,
Isostasie

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden,
Angewandte Geophysik)

Ilmari Bonsdorff. Berechnung der Längendifferenzen der Landeszentralen 105.

E. C. Bullard. Hayford-Bowie tables for calculating g 74.

S. E. Forbush. Gravity determinations on the Carnegie 104.

E. A. Glennie. Isostasy in India 76.

J. de Graaff Hunter. Stokes's Formula in Geodesy 104.

L. Grabowski. Kann die Laplacesche Differentialgleichung für das Schwerkraftpotential auch innerhalb der Erdkruste als erfüllt angesehen werden? 76.

H. Haalck. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Nord- und Ostsee und in Norddeutschland 74, 127.

— Im Jahre 1934 auf der Nord- und Ostsee und in Norddeutschland gemessene Schwerewerte 74, 127.

O. C. Hilgenberg. Vergleich der Längenzunahme der Meterprototypen mit der aus geologischen Daten errechneten Zunahme des Erddurchmessers 20.

F. Hopfner. Relativität der Undulationen 74.

S. Kawasaki. Latitude at Greenwich 43.

Walter D. Lambert. Hayford-Bowie Table and Definition of Perfect Isostasy 74.

K. Ledersteger. Minimumeigenschaft der Schwerstörungen 75.

Pierre Lejay. Anomalies de la gravité dans le sud de l'Indochine 3.

P. Lejay. Caractères généraux de la gravité le long de la côte sud de Chine 60.

K. Lips. Berechnung der Erdkrümmung und Strahlenbrechung bei den trigonometrischen Höhenmessungen 128.

Karl Mader. Hebung des Geoids im Harz und in Mitteleuropa 58.

K. Mader. Berechnung partieller Geoidhebungen mittels Potentialen von Flächenbelegungen 59.

B. Milewski. Chute libre des corps, rotation de la Terre et la loi de la gravitation universelle étant prises en considération 104.

N. Moisseiev. Figur des Geoids der nicht-regularisierten Erde 3.

Hantaro Nagaoka and Toshiaki Shirai. Connexion between the Warping of the Geoid with Seismic and Volcanic Activities 128.

Karl Oltay. Relative Schwerkraftmessungen zwischen Budapest und Padova 104.

F. Pavel. Berechnung der Längendifferenzen der Landeszentralen der der Baltischen Geodätischen Kommission angehörenden Staaten 105.

Ant. de Saedeleer. Zwaarteveltsmetingen aan de Rijksuniversiteit te Gent 43.

A. Schleusener. Messungen mit transportablen statischen Schweremessern 100.

Robert Schwinner. Gebrauch des Terms von Bruns 20.

Carlo Somigliana. Relazioni lineari che esistono fra i valori della gravità sul geoid ellissoidico 21.

Chûji Tsuboi. Apparatus for Taking Gravity Measurements at Sea on Board an Ordinary Vessel 101.

G. Tüchel. Geländekorrekturen bei Drehwaagemessungen 99.

F. A. Vening Meinesz. Gravity Expedition of Hr. Ms. K XVIII 20.

Temperatur, Zusammensetzung,
Aggregatzustand der Erde,
Alter der Erde

Kirk Bryan and Walter H. Schoewe. Selenite. A criterion of effective wind scour 147.

Robley D. Evans and Howel Williams. Radium content of lavas from Lassen Volcanic National Park, California 127.

Erich Haarmann. Um das geologische Weltbild 42.

Harold Jeffreys. Constitution of the Earth 105.

- Gilbert N. Lewis. Genesis of the Elements 75.
- G. Everett Marsh. Constitution of the earth 19.
- W. Mathesius. Erdbildungsvorgänge und Weltdürrejahre 20.
- André Mercier. Relations entre la répartition des densités de la croûte terrestre et les valeurs de la pesanteur 104.
- M. Paul. Chemischer Aufbau des Kosmos 127.
- A. Prey. Elastizitätskonstante der Erde 106.
- L. A. Ramdas and M. S. Katti. Diurnal Variation of Moisture in the Soil during the Clear Season 147.
- E. Rothé et F. Stoeckel. Radioactivité des couches géologiques de la vallée du Rhin 60.
- Wladimir Vernadsky. Où doit-on chercher l'eau lourde du point de vue géochimique? 76.
- Rudolf Wager. Heliumlagerstätten 105.
- K. Wegener und E. Niederdorfer. Maximaldampfdruck über festen Salzen 39.
- 4. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste; Seismik**
- Gebirgsbildung, Vulkanismus, Kontinentalverschiebung
- E. M. Anderson. Earth contraction and mountain building 2, 60.
- R. W. van Bemmelen und H. P. Berlage, jun. Mathematische Behandlung geotektonischer Bewegungen unter besonderer Berücksichtigung der Undationstheorie 60.
- Naomi Miyabe. Arcuate Form of Thread and Its Geophysical Analogy 128.
- Hisao Ohtani. Geotectonic considerations on the southern part of the Je ho (Jehol) Province, Manchuria 61.
- Albrecht Penck. Theorie der Bewegung der Strandlinie 3.
- Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik, Gezeiten der festen Erde (Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)
- G. Agamennone. Frequenza oraria dei terremoti italiani 21.
- E. M. Anderson. Earth contraction and mountain building 60.
- S. K. Banerji. Theory of microseisms 147.
- L. Bastings. Shear Waves through the Earth's Core 21, 129.
- L. Bastings. Type of seismological table for distant earthquakes 61.
- Hugo Benioff. Physical evaluation of seismic destructiveness 78.
- H. P. Berlage, jun. Berechnung der Herdtiefe eines Fernbebens nach der pP — P -Methode 148.
- M. Biot. Theory of Vibration of Buildings During Earthquake 22.
- A. B. Broughton Edge. Prediction of Earthquakes 147.
- Perry Byerly and Francis B. Blanchard. Well Gauges as Seismographs 78.
- J. Coulomb et G. Grenet. Principes de construction des séismographes électromagnétiques 146.
- Jacob J. Creskoff. Period of vibration as an index of structural integrity 148.
- G. Demetrescu. Etude des sismogrammes 102.
- Alexandre Dinca-Samuracas. Polarisation des ondes séismiques dans la phase primaire des tremblements de terre 128.
- Maurice Ewing and A. P. Crary. Emergence Angle and Propagation Paths of Seismic Waves 106.
- Takaharu Fukutomi. Strong Idu Earthquake of March 21, 1934 21.
- Vibrations of Buildings and Reinforced Concrete Chimneys due to Earthquake Motion 108.
- E. Gherzi. Problème des microséismes et déferlement des vagues 76.
- R. N. Ghosh. Influence of Moon on Earthquakes 3.
- B. Gutenberg and C. F. Richter. Seismic waves 60.
- C. A. Heiland. Seismische Reflexionsmethode 43.
- W. Hiller. Zeitmarkierung bei mechanisch registrierenden Seismographen 74.
- Erdbebenherde und Tektonik im Gebiet der Schwäbischen Alp 77.
- Akitune Imamura. Crustal Deformations Associated with the Dewa Earthquakes of 1804 and 1894 129.
- Win Inouye. Comparison of the Earth Shakings Above-ground and Under-ground 108.
- Mishio Ishimoto. Analogie des secousses sismiques aux mouvements de l'eau dans un bassin 108.
- G. Jacoby. Senkung unserer Küstengebiete 107.
- Harold Jeffreys. Time and amplitude relations in seismology 147.
- Karl Jung. Mikroseismische Bodenunruhe und Brandung 75.

- Hiroshi Kawasumi. Propagation of Seismic Waves 105.
- Fuyuhiko Kishinouye. Harmonic Analysis of Damped Vibrations 22.
- R. Köhler. Formen der Bodenschwingung bei sinusförmiger Anregung 77.
- A. W. Lee. World-wide survey of microseismic disturbances 43.
- Direction of Approach of Microseismic Waves 129.
- L. Don Leet. Analysis of New England microseisms 4.
- Emmanuel de Martonne. Aréisme et mouvements du sol dans les plaines argentes 61.
- Naomi Miyabe. Deformation of the Earth's Crust in the Neighbourhood of Sakurazima 21.
- Deformation of the Earth's Crust along the Pacific Coast, Japan Sea Coast, and the Central Zone of Japan 107.
- Hantaro Nagaoka and Toshiaki Shirai. Connexion between the Warping of the Geoid with Seismic and Volcanic Activities 128.
- Gerhard Nilsson. Ursache der atmosphärischen Unruhe und der tektonischen Beben 140.
- Chaim L. Pekeris. Inverse Boundary Value Problem in Seismology 106.
- Propagation of Rayleigh Waves in Heterogeneous Media 129.
- A. Ramspeck. Ausbreitungsgeschwindigkeit sinusförmiger elastischer Wellen im Boden 77.
- W. C. Repetti. Correction to Wichmann's catalogue of East Indian earthquakes 61.
- S. C. Roy. Seismometric Study of the North Bihar Earthquake 108.
- Tokitaro Saita and Masazi Suzuki. Upper Surface and the Underground Seismic Disturbances at the Down Town in Tōkyō 21.
- Richard Schumann. Eigenschwingungen einzelner Teile des Erdkörpers 75.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Propagation of Waves along a Surface Stratum of the Earth 21.
- — Reflection and Refraction of Seismic Waves in a Stratified Body 22.
- — Amplitudes of Dispersive Rayleigh-waves at Different Depths of a Body 106.
- — Problems of Free Vibrations of a Structure 108.
- — Problems of Forced Vibrations of a Structure Bull 108.
- — Discontinuity in Dispersion Curves of Rayleigh-Waves 128.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. M₂ Seismic Waves 128.
- A. Sieberg. Erdbeben und andere Erd-rindenbewegungen 76.
- L. B. Slichter. Surface motions due to reflections in a layered crust 61.
- R. Spitaler. Erdbeben und Achsen-schwankungen der Erde 4.
- Beziehungen zwischen den Erdbeben in den Alpen und Apenninen und den Achsen-schwankungen der Erde 5.
- Erdbeben in Kalifornien 5.
- R. Stoneley. Transmission of Rayleigh waves in a heterogeneous medium 3.
- E. Tams. Seismische Bodenunruhe in Hamburg und örtlicher Sturm 77.
- Torahiko Terada. Hot Springs and Deformation of Earth's Crust 3.
- Stability of Continental Crust 107.
- Vertical Movement of Earth's Crust and Growth of Coral Reef 109.
- and Naomi Miyabe. Hot Springs and Deformation of Earth's Crust 128.
- Chūji Tsuboi. Transient Motions of a Pendulum Caused by an External Vibration with Sudden or Gradual Commencement 22.
- Undulatory Deformation of the Earth's Crust 106.
- F. Twyman. Prediction of Earthquakes 147.
- Karl Uller. Entwicklung des Wellen-Begriffes 61.
- S. W. Visser. Relation between microseisms and depressions in Western-Europe and on the Ocean 109.
- Halley Wolfe. Seismographic Recorder 102.
- Harry O. Wood. Seismological research in Southern California 106.
- Seiti Yamaguti. Time and Space Distribution of Earthquakes 108.

5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde; Polarlicht, Radioaktivität

- Erdmagnetismus
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)
- J. Bartels. Terrestrial-magnetic activity in the years 1931 and 1932 64.
- Twenty-seven day recurrences in terrestrial-magnetic and solar activity 79.
- F. C. Brown and C. T. Kwei. Magnetic observations in North China 79.
- M. Burgaud. Observations magnétiques dans le sud et le sud-ouest de la Chine 109.

- Louis Eblé. Variation annuelle du champ magnétique terrestre 129.
- et Gaston Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à la Station du Val-Joyeux 109.
- C. C. Ennis. Magnetic results of the United States exploring Expedition, 1838—1842 80.
- John A. Fleming. Distribution and need of additional magnetic observatories and secular-variation stations in the Pacific region 79.
- Relations of magnetic and electric work in the Pacific Ocean 79.
- S. E. Forbush. Practical aspects of the theory of the unifilar horizontal-intensity variometer 78.
- J. W. Green. Magnetic secular-variation in the Pacific region 79.
- H. Gruyelle et Charles Poisson. Anomalies magnétiques du massif cristallin de Madagascar 150.
- W. P. Jenny. Magnetische Vektorenmethode in den Staaten Alabama und Florida 23.
- H. F. Johnston. Equipment and work of the Huancayo Magnetic Observatory 79.
- William S. Levings. Magnetic survey of the Ralston dike 44.
- F. Lubiger. Vom Samoa-Observatorium registrierte erdmagnetische Pulsationen 150.
- J. Maurer. Schwankung der Kompaßnadel in der Umgebung unserer Alpen 44.
- A. G. Mc Nish. Possible test for theories of magnetic diurnal-variations and of magnetic storms 63.
- Apparent effect of magnetic activity upon secular variation of the vertical component of the earth's magnetic field 109.
- Saemon Taro Nakamura. Changes in Land-level and Magnetic Dip on Mt. Koma 129.
- and Yosio Kato. Anomalous Secular Variation of Magnetic Dip in the Epicentral Area of the Destructive Earthquake of November 26, 1930 64.
- Wilfrid C. Parkinson. Terrestrial magnetism at the Watheroo Magnetic Observatory 79.
- William J. Peters. Dynamic and tilting deviations at the Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington 79.
- St. Procopiu. Eléments magnétiques en Roumaine et Cartes magnétiques de la Roumanie 110.
- M. Rössiger. Aufzeichnung der erdmagnetischen Elementarwellen mittels des Kriechgalvanometers 78.
- P. Rougerie. Analyse harmonique de la variation diurne des courants telluriques à l'Observatoire du Parc Saint-Maur 45.
- G. Siemens. Erdmagnetische Untersuchungen der Elbtalzone zwischen Torgau und Dresden 44.
- J. M. Stagg. Diurnal Variation of Magnetic Disturbance in High Latitudes 130.
- Max Toperczer. Erdmagnetisches Feld nach den Ergebnissen der magnetischen Landesaufnahme von Österreich 79, 150.
- Uitkomsten van Aardmagnetische Waarmetingen te Batavia en Kuyper verricht gedurende de jaren 1930—1933 23.
- Polarlicht,
Leuchten des Nachthimmels
- Jean Cabannes. Origine des radiations émises par le ciel nocturne dans l'intervalle spectral 5000—8000 Å 86.
- Raies rouges de l'oxygène dans le spectre du ciel nocturne 151.
- J. Cabannes et J. Dufay. Variation annuelle de l'intensité des raies brillantes du ciel nocturne 110.
- A. Dauvillier. Etude des aurores polaires au Scoresby Sund pendant l'année polaire 6.
- G. Déjardin et Mlle R. Schwégler. Etude spectroscopique de la luminescence excitée par le roulement du mercure sur la paroi de verre d'une ampoule renfermant un gaz raréfié 62.
- J. Dufay. Spectre d'émission du ciel nocturne dans l'ultra-violet 23.
- V. G. Fesenkoff (Fessenkoff). Luminescence du ciel à Kitab, Tachkent et Koutchino 151.
- J. Gauzit. Extrémité ultraviolette du spectre du ciel nocturne 24.
- L. Harang. Filteraufnahmen von rot gefärbten Nordlichtern 152.
- Leiv Harang and E. Tönsberg. Auroral Observatory at Tromsø. Results of magnetic observations for the year 1932 23.
- Auroral Observatory at Tromsø. Results of magnetic observations for the year 1933 23.
- Joseph Kaplan. Light of the Night Sky 86.
- J. V. Karandikar. Diurnal Variation of the Light from the Night Sky 24.

- Sir Joseph Larmor. Auroras, Electric Echoes, Magnetic Storms 63.
- A. Rostad. Beziehung der Nordlichterscheinungen zu den weltweiten magnetischen Störungen 111.
- W. J. Rooney. Aurorae and earth-currents 81.
- H. Rudolph. Energie der Heliokathodenstrahlen in ihrer Beziehung zur fortschreitenden Bewegung der Elektronen in den Polarlichtstrahlen 63.
- Joachim Scholz. Polarlichtuntersuchungen auf Franz-Josephs-Land 133.
- Carl Störmer. Luminous Night Clouds over Norway in 1933 and 1934 111.
- Carl Störmer. Measurements of Luminous Night Clouds in Norway 1933 and 1934 149.
- Measuring of Aurorae with very long base lines 151.
- L. Vegard and L. Harang. Wavelength of the green auroral line determined by an interferometer method 47.
- und E. Tønsberg. Nachthimmellicht und Nordlicht im langwelligen Spektralgebiet 110.
- — Continued investigations on the temperature of the upper atmosphere determined by means of bands appearing in the auroral spectrum 151.
- Erdströme, Erdladung,
Luftelektrizität
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden,
Angewandte Geophysik).
- C. G. Abbot. Remarkable lightning photographs 63.
- G. Aliverti und G. Rosa. Adsorption von RaEm an Kernen 133.
- K. Andrée. Der Blitz als allgemein-geologischer Faktor und erdgeschichtliche Erscheinung 63.
- E. V. Appleton. Method of Measuring the Collisional Frequency of Electrons in the Ionosphere 114.
- Measurements of Upper-Atmospheric Ionization 115.
- Seasonal Variation of Ionization in Region F₂ of the Ionosphere 132.
- Temperature Changes in the Higher Atmosphere 178.
- and F. W. Chapman. Lightning Flash as Source of an Atmospheric 46.
- and S. Chapman. Ionization changes during a solar eclipse 153.
- and R. Naismith. Measurements of Upper Atmospheric Ionization 153.
- V. A. Bailey und D. F. Martyn. Influence of Electric Waves on the Ionosphere 23.
- Einar Barlindhaug. Registrations of the atmospheric electric potential gradient at the Auroral Observatory, Tromsø 114.
- M. A. Bontch-Bruevitch. Electrical state of upper stratosphere in Polar regions 24.
- H. G. Booker. Some General Properties of the Formulae of the Magneto-Ionic Theory 88.
- J. A. de Bruïne. Radio Wave Observations made at Angmagssalik by the Dutch Expedition during the International Polar Year 1932—1933 152.
- R. Bureau. Foyers d'atmosphériques et leur localisation 61.
- W. Y. Chang und C. S. Wang. Continuous records of the atmospheric potential gradient at Yenching 115.
- A. M. Cravath und L. B. Loeb. Mechanism of the High Velocity of Propagation of Lightning Discharges 80.
- M. A. Dauvillier. Phénomènes électromagnétiques produits par le soleil sur la terre 5.
- A. Dauvillier. Ozone atmosphérique au Scoresby Sund pendant l'année Polaire 24.
- Alexandre Dauvillier. Champ électrique terrestre, ionisation atmosphérique et courant vertical au Scoresby Sund pendant l'Année polaire 149.
- Camille Dauzère et Joseph Bouget. Cause des variations de la conductibilité de l'air dans les grottes 62.
- H. Deutschländer. Registrierung der elektrischen Raumladungsdichte der Luft mittels Potentialmessungen in der Nähe von Gebäuden 103.
- C. H. Dwight. Diurnal Variation of the Space Charge and its Effect upon the Potential-Gradient 26.
- T. L. Eckersley. Musical Atmospherics 113.
- Collision Frequency and Molecular Density in the F₁ Layer of the Ionosphere 116.
- G. J. Elias. Union Radio-Scientifique Internationale. Rapport pour la Commission de Propagation des Ondes 152.
- R. Faillottaz. Enregistrement des atmosphériques pour la prévision des orages 62.
- F. T. Farmer und J. A. Ratcliffe. Frequency of Collision of Electrons in the Ionosphere 116.
- — Test of the Magneto-Ionic Theory 131.
- V. C. A. Ferraro. Radial limitation of the sun's magnetic field 150.

- J. Fuchs. Entstehung der Echos langer Laufzeit 45.
- A. P. Gagne. Annual and Diurnal Variations of Ions in Urban Communities 130.
- Robert Gibrat et Georges Veil. Relation entre les conductibilités électriques de l'air et le danger provenant de la foudre 116.
- T. R. Gilliland. Ionospheric Investigations 25.
- Georg Goubau. Zusammenhang zwischen den scheinbaren und wahren Reflexionshöhen in der Ionosphäre 154.
- H. Th. Graziadei. Turbulenz bei Ionen-zählern 84.
- H. Grieger. Apparat zur Messung des Ionenspektrums 82.
- R. Guizonnier. Phase de la composante diurne du gradient de potentiel électrique terrestre 83.
- Amplitude de la composante semi-diurne du gradient de potentiel électrique terrestre et activité solaire 115.
- Ross Gunn. Electricity of Rain and Thunderstorms 130.
- A. v. Hippel. Erdfeld, Gewitter und Blitz 26.
- Cuno Hoffmeister. Leuchtstreifen, Ionisation der oberen Luftschichten und Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen 45.
- A. R. Hogg. Continuous observations of the rate of production of small ions in the atmosphere 84, 149.
- J. Hollingworth. Structure of the Ionosphere 11.
- E. O. Hulburt. Analysis of Recent Measurements of the Ionosphere 45.
- Ionosphere 132.
- Théodore Ionescu et Constantin Mihul. Structure de la couche ionisée de l'atmosphère 88.
- — Propagation des ondes électriques dans le champ magnétique terrestre 109.
- E. B. Judson. Ionosphere Studies 113.
- S. S. Kirby, T. R. Gilliland and E. B. Judson. Ionosphere Studies During Partial Solar Eclipse 132.
- R. M. Langer. Passage of Charged Particles through the Magnetic Field and the Atmosphere of the Earth 6.
- P. Lejay. Variation diurne des atmosphériques à Shanghai 81.
- Jean Lugeon. Localisation à grande distance des foyers de parasites atmosphériques sans radiogoniomètre 46.
- O. Macek and W. Illing. Messung des Emanationsgehalts der Luft nach der Spitzenmethode 85.
- D. F. Martyn. Propagation of medium radio waves in the ionosphere 87.
- Dispersion and Absorption Curves for Radio Wave Propagation in the Ionosphere 133.
- and A. L. Green. Long-distance observations of radio waves of medium frequencies 87.
- — Characteristics of Downcoming Radio Waves 87.
- E. Mathias. Notion d'impureté dans les foudres globulaires nues 46.
- A. G. McNish and G. R. Wait. Variation of Small-Ion Production Near the Earth's Surface 130.
- J. S. Mc Petrie. Electrical constants of the earth's surface at wavelengths of 1,5 and 0,46 m 6.
- E. C. S. Megaw. Radio wave propagation. An ultra short wave demonstration model 87.
- G. Millington. Ionization charts of the upper atmosphere 81.
- S. K. Mitra and P. Syam. Absorbing Layer of the Ionosphere at Low Height 152.
- Ernst A. W. Müller. Ionisation of the Kennelly-Heaviside Layer 115.
- Berechnung der oberen Grenze der in der Ionosphäre möglichen Temperatur aus den Messungen der Ionisierungsschichtdicken 141.
- E. K. Müller. Elektro-tellurische Erscheinungen 111.
- Harald Müller. Beobachtung der Gewitterstörungen 150.
- D. Müller-Hillebrand. Gewitterforschungen nach ausländischen Veröffentlichungen 81.
- H. G. Munro and H. C. Webster. Nature of Atmospherics 61.
- U. Nakaya and T. Terada. Electrification of Dust Particles blown by an Air Blast 116.
- J. J. Nolan and V. H. Guerrini. Atmospheric Condensation Nuclei 131.
- Harald Norinder. Nature of lightning discharges 80.
- K. A. Norton. Propagation of Radio Waves over a Plane Earth 153.
- Kenneth A. Norton, Samuel S. Kirby and Gordon H. Lester. Analysis of continuous records of field intensity at broadcast frequencies 132.
- W. C. Parkinson. Problems of terrestrial electricity which future observations in the Pacific region will help to solve 82.

- O. O. Pulley. Self-synchronized system for ionospheric investigation by the pulse method 88.
- R. Rakshit. Ionospheric Heights at Calcutta during the Polar Year 1932—33 25.
- Martin Rodewald. Norddeutsches Hochdruck-Gewitter vom 19. August 1932 46.
- W. J. Rooney and K. L. Sherman. Earth-current measurements at the College-Fairbanks Polar-Year Station 81.
- M. Rössiger und L. Funder. Ionen-gehalt von Grubenwettern 81.
- J. P. Schäfer and W. M. Goodall. Diurnal and seasonal variations in the ionosphere during the years 1933 and 1934 154.
- Joachim Scholz. Lufterlektrische Forschungsarbeiten auf Franz-Josefs-Land 63.
- J. Scholz. Lufterlektrisches Forschungslaboratorium auf Franz-Josefs-Land 73.
- Joachim Scholz. Lufterlektrische Parallelmessungen auf zwei 46 km voneinander entfernten arktischen Stationen 84.
- Kernzahlmessungen auf Franz-Josephs-Land 85.
- Messungen des Potentialgradienten und vertikalen Leitungstromes auf Franz-Josephs-Land 85.
- Apparate, die die Bestimmung des luft-elektrischen Potentialgefälles gestatten 113.
- Messungen der Ionenzahlen auf Franz-Josephs-Land 116.
- Ionenbilanz in der Arktis 148.
- Sydney Sillitoe. Reflections from the ionosphere 25.
- A. M. Skellett. Ionizing effects of meteors 86.
- W. Smosarski. Electricité atmosphérique près de Poznan 63.
- R. Steinmaurer. Lufterlektrisches Potentialgefälle in 2300 m Höhe am Hafelekar bei Innsbruck 149.
- A. F. Stevenson. Theoretical Determination of Earth Resistance from Surface Potential Measurements 103.
- Nicolas Stoyko et Raymond Jonaust. Vitesse de propagation des ondes radioélectriques courtes 153.
- Mme Odette Thellier. Mesures simultanées de divers éléments d'électricité atmosphérique 114.
- G. R. Toshniwal. Three-fold Magneto-ionic Splitting of Radio Echoes reflected from the Ionosphere 131.
- O. W. Torreson. Ratio of the number of uncharged nuclei to the number of charged nuclei of one sign at Washington 85.
- and G. R. Wait. Total nuclei, uncharged nuclei, and large ions in the free atmosphere at Washington 62.
- G. R. Wait. Cause for the decrease in the number of ions in air of occupied rooms 82.
- and A. G. McNish. Atmospheric ionization near the ground during thunderstorms 82.
- Distinction Between Langevin Ions and Dust-Particles in the Atmosphere 130.
- and O. W. Torreson. Large-ion and small-ion content of the atmosphere at Washington 83.
- B. Walter. Neuartige Vorgänge in der Blitzbahn 80.
- Development of the Lightning Discharge 80.
- N. Weger. Luftkörper und Größenverteilung der atmosphärischen Ionen 5.
- H. W. Wells. Critical-frequency observations of the E-layer at the Huancayo Magnetic Observatory 79.
- F. W. G. White. Automatic registration of the amplitude of downcoming wireless waves 62.
- Roy Witty. Polarisation of downcoming wireless waves 45.
- Radioaktivität
(Siehe auch Zusammensetzung der Erde)
- Gustav Aeckerlein. Stand der Erforschung der radioaktiven Quellen 20.
- V. Baranov und S. Kretschmer. Lichtplatten mit dicker Emulsionsschicht zur Erforschung der Verteilung radioaktiver Elemente in Naturobjekten 112.
- P. R. Borodin and M. G. Gadd. Radioactivity of the springs of the Ilmen district and of lake Turgoyak (South Urals) 127.
- Holbrook G. Botset. Radium Content of Connate Waters 20.
- Gabor Dessau. Radioattività in una miniera di zinco della Valle Seriana 113.
- Hubert Garrigue. Radioactivité de l'air en montagne 84.
- Marcel Geslin. Coefficient de partage du radon entre les gaz spontanés et l'eau des sources 113.
- Georges Guében. Radioactivité des eaux thermales de Mondorf-les-Bains 105.
- H. Israël. Emanation in Boden- und Freiluft 112.

- H. Israel und F. Becker. Bodenemana-
tion in der Umgebung der Bad Nau-
heimer Quellen-spalte 113.
Adolf Krebs. Messung radioaktiver Nie-
derschläge mit Hilfe von Spitzenzähler
und Zählrohr 25.
Herman Schlundt. Radioactivity of the
spring water on the hot springs reserva-
tion 149.
Werner Vogt. Radiologische Unter-
suchungen im Radiumbad Brambach
84.
L. Wertenstein. Adsorption du radon
aux températures basses 111.

6. Ultrastrahlung

(Höhenstrahlung)

- (Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
M. Ackemann. Sekundäreffekte der
kosmischen Ultrastrahlung bei großen
Bleidicken 156.
Giulia Alocco. Absorption of Cosmic
Particles in Copper and Lead 67.
Luis W. Alvarez. Artificial Radioactivity
Induced by Cosmic Rays 89.
Carl D. Anderson and Seth H. Nedder-
meyer. Energy-Loss and the Produc-
tion of Secondaries by Cosmic-Ray
Electrons 165.
Pierre Auger. Absorption du rayonne-
ment cosmique 121.
— Nature of Cosmic Rays 135.
— Nature des rayons cosmiques 159.
— et François Bertoin. Analyse du
rayonnement corpusculaire cosmique
sous un écran de 8 m de sol 158.
— et Paul Ehrenfest. Corpuscules ultra-
pénétrants du rayonnement cosmique
66.
—, jr. Clichés de rayons cosmiques
obtenus avec une chambre de Wilson-
Blackett 159.
P. Auger et L. Leprince Ringuet.
Analyse du rayonnement cosmique en
haute altitude 66.
Pierre Auger et Louis Leprince-
Ringuet. Analyse du rayonnement
cosmique en haute altitude 159.
—, — et Paul Ehrenfest. Absorption de
la fraction molle du rayonnement
corpusculaire cosmique 159.
— et A. Rosenberg. Effets secondaires
des rayons cosmiques 90.
— et Albert Rosenberg. Absorption et
effets secondaires des rayons cosmiques
158.
—, — et François Bertoin. Caractères
des deux composantes corpusculaires du
rayonnement cosmique 135.

- W. Baade and F. Zwicky. Super-Novae
and Cosmic Rays 29.
J. Barnóthy und M. Forró. Sonnenzeit-
liche Periode der ungefilterten Ultra-
strahlung 9.
C. Białobrzęski and I. Adamczewski.
Cosmic Ray Bursts in Liquid Dielec-
trics 156.
J. M. Benade and R. L. Doan. Apparatus
for Transmitting Cosmic-Ray Data from
Stratosphere 117.
Ralph D. Bennett, Gordon S. Brown
and Henry A. Rahmel. Frequency
and Magnitude of Cosmic-Ray Bursts as
a Function of Elevation 120.
— — — Frequency and Magnitude of
Cosmic-Ray Showers as a Function of
Altitude 121.
P. M. S. Blackett. Absorption of Cosmic
Rays 134.
Walther Bothe. Natur der Ultrastrah-
lungserscheinungen 47.
I. S. Bowen, R. A. Millikan and H.
Victor Neher. Very High Altitude
Survey of the Effect of Latitude upon
Cosmic-Ray Intensities 49.
Arthur Bramley. Annihilation of the
Proton 10.
K. H. Bronstein. Höhenstrahlung im
hohen Norden 28.
J. E. I. Cairns. Production of Induced
Radioactivity by the Cosmic Radiation
89, 163.
J. Clay. Ionisation by cosmic and radio-
active radiation at different gas pressu-
res 67.
— Dutch Cosmic Ray Expedition. Varia-
tion of the radiation with atmospheric
pressure 91.
— Variation of the penetrative power of
the radiation with magnetic latitude
119.
— Comparison of the decrease of intensity
of the primary cosmic radiation in
different materials 161.
— Absolute intensity of cosmic rays 161.
—, P. M. van Alphen and C. G. 't Hooft.
Magnetic latitude effect of cosmic rays.
A magnetic longitude effect 31.
— and — Dutch Cosmic Ray Expedition.
Variation of the intensity of the radia-
tion at different heights 91.
— and P. H. Clay. Transformations of
cosmic radiation in matter 160.
—, J. T. Wiersma and G. N. Graaff.
Cosmic rays inside the earth 7.
— and C. G. t'Hooft. Deep water
measurements of cosmic rays in the
North Sea 30.

- J. Clay and H. R. Woltjer. Diurnal variation of cosmic rays 161.
- and H. Zanstra. Absorption phenomena of corpuscular cosmic rays 31.
- Arthur H. Compton. Magnitude of Cosmic Ray Bursts 50.
- Cosmic Rays 117.
- Attempt to analyse cosmic rays 160.
- A. H. Compton and H. A. Bethe. Composition of Cosmic Rays 28.
- Arthur H. Compton and Ivan A. Gettling. Apparent Effect of Galactic Rotation on the Intensity of Cosmic Rays 156.
- A. H. Compton, E. O. Wollan and R. D. Bennett. Precision Recording Cosmic-Ray Meter 51.
- Cosmic Ray Results of the American Stratosphere Balloon Explorer I 136.
- Max Cosyns. Effect of the Earth's Magnetic Field on Cosmic Rays in the Stratosphere 65.
- W. E. Danforth and W. F. G. Swann. Electrostatic Deflection of Cosmic Radiation 122.
- A. K. Das. Nova Herculis and Cosmic Rays 155.
- A. Dauvillier. Recherches sur les rayons cosmiques, effectuées au Scoresby Sund pendant l'Année polaire 68.
- N. Dobrotin, I. Frank und P. Čerenkov. Beobachtungen der kosmischen Strahlung mit der Wilsonkammer auf dem Elbrus 137.
- Angelo Drigo. Sekundäre Erscheinungen der durchdringenden Strahlung im Blei 48.
- Carl Eckart. The Influence of the Ionization Chamber on the Form of the Cosmic-Ray Depth-Ionization Curve 67.
- Rolf Bull Engelstad and N. H. Moxnes. Possible Action of Cosmic Rays on Living Organisms 50.
- Paul S. Epstein. Maximum Range of Cosmic Rays 30.
- H. Geiger and Erwin Fünfer. Verschiedene Strahlenarten im Gesamtbild der kosmischen Ultrastrahlung 64.
- B. Gross. Mittleres Durchdringungsvermögen der Ultrastrahlung 27.
- Analyse der Absorptionskurve der Ultrastrahlung 48.
- Ross Gunn. Azimuthal Effect of Cosmic Ray 7.
- L. Hermans et G. Guében. Variation du rayonnement cosmique avec la latitude 118.
- Victor F. Hess. Kritische Bemerkungen zum täglichen Gang der kosmischen Ultrastrahlung 89.
- Täglicher Gang der kosmischen Ultrastrahlung 118.
- , H. Th. Graziadei und R. Steinmaurer. Intensitätsänderungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar 8, 28.
- and Wolfram Illing. Terrestrial Magnetism and Cosmic Rays 65.
- and Rudolf Steinmaurer. Cosmic Rays from Nova Herculis? 117.
- J. Barnóthy and M. Forró. Dasselbe 117.
- Richard Hilgert. Vergleichende Messungen an Ultra- und γ -Strahlen mit Ionisationskammer und Zählrohr 157.
- Hermann Hoerlin. Gebirgsmessungen der Ultrastrahlung in verschiedenen geographischen Breiten 27.
- G. Hoffmann. Connexion between cosmic radiation and atomic disintegration 134.
- David S. Hsiung. Coincidence Test of the Corpuscular Hypothesis of Cosmic Rays 29.
- L. G. H. Huxley. Origin of the Cosmic Corpuscles 9.
- Cosmic Rays and the Earth's Potential 9.
- Theory of the Origin of Cosmic Rays 65.
- Thomas H. Johnson. North-South Asymmetry of the Cosmic Radiation in Mexico 119.
- North-South Asymmetry of the Cosmic Radiation 162.
- Evidence for a Positron-Negatron Component of the Primary Cosmic Radiation 162.
- Frédéric Joliot et Lew Kowarski. Production d'un rayonnement d'énergie comparable à celle des rayons cosmiques 137.
- Louis V. King. Mathematical Analysis of Cosmic-Ray Data 26.
- Werner Kolhörster. Verhalten extrem harter Höhenstrahlen 7.
- Höhenstrahlung und Nova Herculis 64.
- und Ludwig Jánossy. Richtungsverteilung koinzidierender Höhenstrahlen in Seehöhe 49.
- S. A. Korff. Penetrating Power of Asymmetric Component of Cosmic Radiation 8.
- Rolf Kühn. Ableitewiderstand bei Zählrohren und die absolute Stoßzahl 28.
- H. Kulenkampff. Untersuchungen an Ultrastrahlungskorpuskeln 49.

- G. Lemaitre, M. S. Vallarta and L. Bouckaert. North-South Asymmetry of Cosmic Radiation 119.
- Ernst Lenz. Elektrische Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen 66.
- Louis Leprince-Ringuet. Rayons Cosmiques 117.
- Heinrich Maass. Zählrohrmessungen an Ultrastrahlungskorpuskeln 27.
- W. H. McCrea. Cosmic Rays and Novae 90, 135.
- W. Messerschmidt. Ionisationsmessungen zum Zusammenhang zwischen Ultrastrahlung und Nova Herculis 155.
- Robert A. Millikan. Interpretation of Cosmic-Ray Effects 26.
- What to believe about cosmic rays 90.
- and H. Victor Neher. Equatorial Longitude Effect in Cosmic Rays 89, 157.
- E. A. Milne. Origin of the Cosmic Rays. 65.
- C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Variation with Altitude of the Production of Bursts of Cosmic-Ray Ionization 120.
- D. D. Montgomery and C. G. Montgomery. Production of Cosmic-Ray Showers by Lead at Different Elevations 120.
- C. G. Montgomery, D. D. Montgomery and W. F. G. Swann. Enhancement of Cosmic-Ray Nuclear Bursts by the Presence of Subsidiary Material 136.
- N. F. Mott. Théorie de l'absorption interne des rayons γ 31.
- K. Narkiewicz-Jodko and S. Ziemecki. Cosmic rays observations on the Atlantic Ocean 90.
- S. M. Naudé and I. E. E. Coventry. Intensity of Cosmic Rays in South Africa 7.
- H. V. Neher. East-West and Longitude Effects 120.
- J. R. Oppenheimer. Are of the Formulae for the Absorption of High Energy Radiations Valid? 121.
- M. Pahl und R. Hosemann. Untersuchung schwach radioaktiver Elemente unter Ausschaltung der Ultrastrahlung 137.
- P. Pfundt. Druckabhängigkeit des Restionisationsstromes in ihrer Beziehung zur Ultrastrahlungsmessung 10.
- W. H. Pickering. Production of Cosmic-Ray Showers 163.
- Josef A. Pribsch. Druckabhängigkeit des Restionisationsstromes in verschiedenen Gasen 51.
- J. A. Fribsch. Statistische Ermittlung des Barometereffekts der Ultrastrahlung 118.
- Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar 155.
- Fritz Rieder. Wilsonkammerstudien der Ultrastrahlung auf dem Hafelekar 28.
- Wilsonkammerstudien der Ultrastrahlung auf dem Hafelekar 157.
- and Victor F. Hess. Effects of Cosmic Radiation in a Wilson Chamber at the Hafelekar Observatory 28.
- Erich Regener und Reinhold Auer. Ultrastrahlung in der oberen Atmosphäre 10.
- and Georg Pfotzer. Ultrastrahlung in der oberen Atmosphäre 9.
- G. B. Rizzo. Influenza dell'atmosfera terrestre sopra l'effetto di latitudine nella intensità della radiazione cosmica 27.
- B. Rossi e G. Alocco. Influenza del filtraggio sulle proprietà della radiazione produttrice degli sciame 134.
- Bruno Rossi und Sergio de Benedetti. Neue Komponente der kosmischen Strahlung 47.
- Sekundäre Wirkungen der kosmischen Strahlen unter einem Wasserschild 47.
- J. H. Sawyer, jr. Secondary and Tertiary Particles Produced by Cosmic Rays 136.
- Shower Producing Cosmic-Ray Primaries 163.
- J. C. Staerns and Darol K. Froman. Azimuthal Asymmetry of Cosmic Radiation on Mount Evans, Colorado 50.
- E. G. Steinke. Kosmische Ultrastrahlung 7.
- A. F. Stevenson. Huxley's Theory of the Origin of Cosmic Rays 89.
- and Thomas H. Johnson. Variation of Intensities of Cosmic-Ray Showers and Vertical Rays with Barometric Pressure 162.
- The Stratosphere Balloon and its Use in Scientific Research 50.
- J. C. Street and R. T. Young, Jr. Transition Effects in the Cosmic Radiation 50, 136.
- Shower Groups in the Cosmic Radiation 136.
- and R. H. Woodward. Counter Calibration and Cosmic-Ray Intensity 121.
- and E. C. Stevenson. Absorption of Cosmic-Ray Electrons 165.
- W. F. G. Swann. Significance of J. Clay's Ionization Depth Data in Relation to the Nature of the Primary Cosmic Radiation 7.

- W. F. G. Swann. Relation of the Primary Cosmic Radiation to the Phenomena Observed 51.
- Origin of the Hardening of Cosmic Rays in Passing Through Matter 119.
- Corpuscular Theory of the Cosmic Rays 164.
- Nature of the Cosmic Radiation 164.
- and G. L. Locher. Angular Distribution of Cosmic-Ray Intensities in the Stratosphere 161.
- Herbert Tielsch. Absorption der Ultrastrahlung in verschiedenen Materialien 48.
- M. S. Vallarta. Longitude Effect of Cosmic Radiation 163.
- A. B. Verigo. Anwendung des hermetischen Elektroskops zur Messung von sehr kleinen Emanationsmengen 29.
- S. N. Vernoff. Study of Cosmic Rays at the Great Altitudes 50.
- S. Vernoff. Radio-Transmission of Cosmic Ray Data from the Stratosphere 135.
- G. R. Wait and A. G. McNish. Ionization-Measurements near the Ground during the Time of Thunderstorms 29.
- Arthur Wagner. Täglicher Gang der kosmischen Ultrastrahlung nach Aufzeichnungen auf dem Hafelekar 68, 154.
- H. J. Walke. Cosmic Radiation and Stellar Evolution 65.
- Harold J. Walke. Nuclear Synthesis and Stellar Radiation 134.
- H. J. Walke. Absorption of Cosmic Rays 118.
- R. H. Woodward and J. C. Street. Production and Absorption of Cosmic-Ray Showers 164.
- K. Wölcken. Intensität der kosmischen Ultrastrahlung über Grönland und über über Deutschland 30.
- St. Ziemecki. Rock Salt Absorption of Cosmic Rays 28.
- Stoffe auf die Phosphatgehaltsbestimmung 91.
- Kwanichi Koenuma. Effect of a Steady Wind on the Surface Level of a Canal 139.
- F. Lauscher, gemeinsam mit E. Friedl und E. Niederdorfer. Eindringen des Lichtes in einen See 32.
- Jean Legrand. Utilisation des observations du niveau moyen des mers en vue de la recherche des cycles climatiques 91.
- Håkon Mosby. Waters of the Atlantic Antarctic Ocean 10.
- R. H. Oster and G. L. Clarke. Penetration of the Red, Green and Violet Components of Daylight into Atlantic Waters 122.
- J. W. Sandström. Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer 107, 139, 166.
- W. Sulejkin. Active films on the surface of the sea 139.
- H. Wörner. Wassertemperatur und Luftdruckverteilung auf den Nordatlantischen Ozean in den Jahren 1932 und 1933 32.
- Kwan'ichi Asagoe and Atō Imazato. Figures produced on the Sands when a Surf recedes 32.
- G. Jacoby. Senkung unserer Küstengebiete 107.
- A. Defant. Dynamik des antarktischen Bodenstromes im Atlantischen Ozean 92.
- Hans Ertel. Beziehung zwischen Tangentialdruck des Windes und Oberflächenstrom in V. W. Ekmans Theorie stationärer Triftströme 165.
- G. R. Goldsbrough. Ocean Currents Produced by Winds 93.
- Arnold Schumacher. Golfstrom im westlichen Atlantischen Ozean 91.
- Theodor Stocks. Art und Schichtung des Meeresbodens mit Hilfe von Hochfrequenz-Echoloten 167.
- H. Thorade. Stromunruhe. Nach Beobachtungen im Kattegat 68.
- Otto Heinz Wendler. Oberflächenbewegungen des Guineastromes 139.
- W. Werenskiöld. Coastal currents 167.
- Georg Wüst. Zur Frage des indischen Tiefenstroms 92.
- Hansheinrich Rust. Mehrfach-Reflexionen beim Echoloten auf weichem Grund 168.
- Floyd M. Soule. Sounding velocities in the Pacific 92.
- Oscar Sund. Echo Sounding in Fishery Research 138.

7. Physik des Meeres (Gletscher, Flüsse und Seen)

Physikalische und chemische Eigenschaften des Meerwassers, Schichtung und Strömungen, Lotungen, Eisverhältnisse.

- Georges Claude. Énergie thermique des mers 138.
- George E. R. Deacon. Wie entsteht die Antarktische Konvergenz? 51.
- E. O. Hulburt. Blue light in the sea 122.
- K. Kalle. Meereskundliche chemische Untersuchungen. Einfluß chemischer

- Torahiko Terada. Bathymetrical Features of the Japan Sea 105.
- A. B. Wood, F. D. Smith and J. A. Mc Geachy. Magnetostriction echo depth-recorder 166.
- Hisakatsu Yabe and Risaburo Tayama. Bottom Relief of the Seas Bordering the Japanese Islands and Korean Peninsula 32.
- Ibrahim Fakidov. Vibrations of the Ice-Cap of Polar Seas 105.
- Friedrich Kissler. Eisgrenzen und Eisschiebungen in der Arktis 4.
- Alf Maurstad. Atlas of sea ice 138.
- H. Oellrich. Eisverhältnisse des Winters 1933/34 in den außerdeutschen europäischen Gewässern 43.
- Periodische Schwingungen, Gezeiten
- W. Dubov. Seiches der Ostsee und deren Zusammenhang mit den Leningrader Überschwemmungen 167.
- S. F. Grace. Principal semi-diurnal constituent of tidal motion in the Bay of Biscay 166.
- Koji Hidaka. Seiches in a channel 138.
- Otto Pettersson. Tidvattnets problem 137.
- H. Thorade. Halbtagszeiten des Atlantischen Ozeans 138.
- Gletscher, Flüsse, Seen
- O. D. von Engeln. Motion of glaciers 128.
- E. v. Drygalski. Grundeis 138.
- P. Jakuschoff. Grundeis 92.
- Karl A. Sedlmeyer. Flußeis und Abwasser 99.
- G. Tammann und K. L. Dreyer. Eisbildung auf Gewässern und Bildung von Kunsteis 11.
- Wilhelm Schmidt. Temperaturmessungen in 17 österreichischen Alpenseen 52.
- Otmar Eckel. Strahlungsuntersuchungen in einigen österreichischen Seen 122.
- Samuel Shulits. Flow nets for soil-seepage problems 11.
- S. Physik der Atmosphäre**
- Zusammensetzung der Atmosphäre, Luftdruck
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
- Alfred Wegener† und Kurt Wegener. Physik der Atmosphäre 93.
- National Geographic Society. Stratosphere Flight of 1934 in the Balloon „Explorer“ 168.
- U. S. Stratosphere Balloon Explorer II 169.
- F. Becker. Emanationsgehalt der Luft in Frankfurt a. M. und am Taunus-Observatorium 37.
- A. Dauvillier. Ozone atmosphérique au Scoresby Sund pendant l'année Polaire 24.
- J. Fuchs. Luftdruckbestimmung im Ionosphärenniveau unter Zugrundelegung des drahtlosen Langzeitechos 69.
- H. Israël. Emanation und Aerosol 38.
- Horst-Günther Koch. Mikroaerologie eines größeren Waldsees 140.
- W. Kosmath. Exhalation der Radiumemanation aus dem Erdboden und ihre Abhängigkeit von den meteorologischen Faktoren 72.
- Adolphe Lepape et Georges Colange. Appareils de prise d'échantillons et d'étude de la composition de l'air de la stratosphère 179.
- Présence de la vapeur d'eau et de l'anhydride carbonique dans l'air de la stratosphère 179.
- F. Link. Densité de la haute atmosphère calculée d'après les phénomènes crépusculaires 97.
- Henryk Orkisz. Relations entre les enregistrements statoscopiques de la pression atmosphérique et ceux du magnétisme terrestre 33.
- K. R. Ramanathan and K. P. Ramakrishnan. Discussion of results of sounding balloon ascents at Poona and Hyderabad 52.
- M. Schein, B. Stoll und N. Schaetti. Ozonbestimmungen über Zürich 36.
- B. Stoll. Quantitative Bestimmung des Ozongehalts bodennaher Luftschichten mit Hilfe des Lichtzählrohrs 98.
- F. J. W. Whipple. Progress in Knowledge of the Upper Air 123.
- Feuchtigkeit, Kondensation
Eisbildung, Niederschläge
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
- L. Aujeszky. Schneefall bei hoher Lufttemperatur 94.
- Mario Bossolasco. Anzahl der Kondensationskerne in Mogadischu 124.
- Donald B. Brooks. Psychrometric charts for high and low pressures 144.
- W. Dammann. Ursachen und Verbreitung der Niederschläge vom 4. zum 5. August 1934 im südlichen und südöstlichen Bayern 141.
- O. Eckel. Cirrusartige Wolken in 3000 m Seehöhe 94.

- C. Kassner. Blasenregen 95.
 St. Kneusel. Größe der Wolkenelemente 98.
 W. Mörikofer et U. Chorus. Photographies de nuages faites au Jungfraujoch pendant l'année polaire 123.
 A. Naumann. Interessante Eisbildung an Baumstämmen 140.
 L. R. Page and R. W. Chapman. Dust-fall of december 15—16, 1933 11.
 Paul Perlewitz. Zwei wissenschaftliche Ballonfahrten von Hamburg mit meteorologischen und bakteriologischen Untersuchungen 12.
 O. Reinbold. Vereisungsproblem der Luftfahrt 95.
 Friedrich Reinhold. Grenzwerte starker Regenfälle 141.
- Temperatur, Strahlungsvorgänge, Solarkonstante
 (Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
 C. G. Abbot and L. B. Aldrich. Standard scale of solar radiation 97.
 Arthur Adel and V. M. Slipher. Principal Limit of the Transmission of Solar Radiation by the Earth's Atmosphere in the Far Infrared 98.
 —, V. M. Slipher and E. F. Barker. Absorption of Sunlight by the Earth's Atmosphere in the Remote Infrared Region of the Spectrum 177.
 A. Ananthapadmanabha Rao. Atmospheric horizontal visibility at Bangalore 97.
 J. A. Anderson. Astronomical Seeing 143.
 E. V. Appleton. Temperature Changes in the Higher Atmosphere 178.
 Henryk Arctowski. Hormepleions et discontinuités dans les fréquences moyennes des taches solaires 33.
 Daniel Barbier, Daniel Chalonge et Etienne Vassy. Effet de la température de la stratosphère sur le spectre de l'ozone 122.
 Charles Fabry. Effet de la température de la stratosphère sur le spectre de l'ozone 122.
 D. Barbier, D. Chalonge et E. Vassy. Effet de la température sur le spectre d'absorption de l'ozone atmosphérique 178.
 F. Baur und H. Philipps. Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel im Januar und Juli und zur Zeit der Äquinoktien und Solstitien 14.
 Hellmut Berg. Sekundäre Haloerscheinungen 172.
- A. C. Best. Transfer of heat and momentum in the lowest layers of the atmosphere 177.
 Fritz-Holm Bielich. Einfluß der Großstadttrübung auf Sicht und Sonnenstrahlung 13.
 F. Blickhan. Polarisation des Himmelslichtes in Frankfurt a. M. und am Taunusobservatorium 12.
 W. Brunner jun. Variations périodiques de la luminosité du ciel nocturne 141.
 K. Büttner. Wärmeübertragung durch Leitung und Konvektion, Verdunstung und Strahlung in Bioklimatologie und Meteorologie 1.
 J. Cabannes. Luminescence des hautes couches de l'atmosphère 54.
 I. Chvostikov (Khvostikov) and A. Lebedev. Intensity variation of the auroral green line in the night sky 142.
 Willi M. Cohn. Polarization and Spectrum of the Sky Light During the Total Solar Eclipse of August 31, 1932, 12.
 Joseph Devaux. Albédo de la neige dans le spectre infrarouge 73.
 W. Dieckvoss. Photographisch - photometrische Untersuchungen über die atmosphärische Extinktion 173.
 N. Dneprovsky. Sunspot Number and Refractivity of the Air 54.
 N. Dobrotin, I. Frank and P. Čerenkov. Observations of night sky luminescence by the extinction method 142.
 C. Dorno. Beziehungen zwischen der Sonnenscheindauer und Sonnenstrahlungssummen für alle Zonen der Erde 96.
 Jacques Duclaux. Transparence de l'air pour la lumière de Wood 56.
 J. Dufay. Spectre d'émission du ciel nocturne dans l'ultraviolet 23.
 D. Eropkin. Distribution of Energy in the Ultra-Violet Solar Spectrum 53.
 V. Fesenkoff (Fessenkoff) and E. Piskovskaja. Brightness of the diurnal sky and scattering of light in the atmosphere 54.
 — Radiation intégrale des taches solaires relativement à la photosphère 124.
 Walter Findeisen. Luftspiegelungen auf dem Neuwerker Watt 37.
 W. Findeisen. Seltens Haloerscheinung 172.
 Ernst Frankenberger. Optische Erscheinung vom 3. Januar 1935 in 3000 m Höhe über Hamburg 172.
 Tetsugoro Futagami. Improvements on the Futagami's Ultra-violet ray Meter 124.

- J. Gauzit. Extrémité ultraviolette du spectre du ciel nocturne 24.
- J. Goldberg und M. Kovačević. Haloerscheinung 172.
- H. Goldschmidt. Strahlungsmessungen auf Freiballonfahrten 144.
- Wladyslaw Gorczyński. Zusammenhang zwischen den Summen der diffusen und der gesamten (Sonne + Himmel) Strahlung und der Sonnenscheindauer 173.
- F. W. Paul Götz. Wellenlängenabhängigkeit der Dunstextinktion 72.
- Bandes atmosphériques dans l'ultraviolet 123.
- F. B. Groissmayr. Ausgleichsgebiete der Temperatur-Anomalien im Frühling und Herbst auf der Nordhemisphäre 123.
- P. Gruner. Internationale Dämmerungsbeobachtungen während des Polarjahres 1932/33 97, 143.
- Photomètre pour l'étude des colorations du ciel 104.
- Theorie der diffusen Zerstreuung der Sonnenstrahlung in einer ideal-reinen Atmosphäre 174.
- Heinrich Gutersohn. Sonnenstrahlung und Bergschatten auf dem Gebiet der Stadt Zürich 54.
- L. Harang und L. Vegard. Interferometer Measurements of the Red Auroral Line 6300 124.
- E. Hasché. Messung der langwelligen Himmels und Erdstrahlung 12.
- O. Hoelper und J. Werner. Spektrale Empfindlichkeitsverteilung der Aachener Photozellen 174.
- C. Hoffmeister. Kometaische Störungen der oberen Atmosphärenschichten 178.
- Hans Hoffstedt. Korrelationen zwischen Luftdruck, Temperatur und Propopausenhöhe 141.
- E. O. Hulburt. Attenuation of Light in the Lower Atmosphere 177.
- W. Jahn. Frequenz- und Richtungsverteilung der Strahlung in der Sonnenatmosphäre 54.
- Chr. Jensen. Neuere, die neutralen Punkte berücksichtigenden Veröffentlichungen von Heinrich Voigts-Lübeck 55.
- Beziehungen zwischen den Haloerscheinungen und der Sonnentätigkeit 176.
- K. Kähler. Atmosphärische Sicht und ihre Messung 176.
- N. N. Kalitine. Marche diurne et annuelle de la radiation solaire à ondes longues 13.
- N. N. Kalitin. Intensité de la radiation du ciel pour $\lambda = 3292 \text{ \AA}$; 3595 \AA et 3944 \AA 178.
- J. V. Karandikar. Diurnal Variation of the Light from the Night Sky 24.
- P. J. Kipp and Zonen. Actinometer 35.
- R. Knepple. Theorie der diffusen Zerstreuung der Sonnenstrahlung in einer ideal-reinen Atmosphäre 71.
- Friedrich Lauscher. Beziehungen zwischen der Sonnenscheindauer und Sonnenstrahlungssummen für alle Zonen der Erde 36, 70.
- Wärmeausstrahlung und Horizonteinsengung 172.
- F. Link. Éclairement de la haute atmosphère et les Tables crépusculaires de Jean Lugeon 72.
- Harald Lunelund. Helligkeit in Finnland 123, 176.
- F. Lüth. Messung der Lufttemperatur auf See 52.
- S. L. Malurkar. Measurements of atmospheric radiation with restricted apertures 143.
- Maria Marketu. Helligkeitsverteilung am wolkenlosen Himmel 96.
- E. G. Meyer. Mittelwerte der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Potsdam 1932 176.
- Edgar Meyer, M. Schein und B. Stoll. Neue ultraviolette Sonnenstrahlung 36.
- W. E. Knowles Middleton. Sichtweite bei Mondlicht, Sternenlicht und Dämmerung 56.
- Telephotometer. Dependence of extinction coefficient upon wavelength 175.
- M. Minnaert und J. Houtgast. Photometrische Untersuchungen über das Funkeln der Fixsterne 142.
- W. Mörikofer. Recherches météorologiques et actinométriques effectuées au Jungfraujoch pendant l'année polaire 123.
- Ernst A. W. Müller. Berechnung der oberen Grenze der in der Ionosphäre möglichen Temperatur aus den Messungen der Ionisierungsschichtdicken 141.
- Die Schwächung extraterrestrischer Röntgenstrahlen in der Atmosphäre 178.
- Hans Neuberger. Seltene Haloerscheinung 172.
- Daizō Nukiyama. Method of Sending Light Signals through Fogs 37.
- Photophone Available Through Foggy Atmosphere in Daytime 124.

- M. Paul. Rotationsmechanismus der Sonne und Rotationsdauer des Sonnenkerns 176.
- Gertrud Perl. Wahre Sonnenstrahlung in verschiedenen geographischen Breiten 96.
- Heinz Prull. Strahlung von Sonne und Himmel in Karlsruhe 174.
- Trübungs-koeffizient und Himmelsstrahlung 175.
- P. Putniņš. Bogen von Parry und andere unechte Berührungsbogen des gewöhnlichen Ringes 13.
- P. K. Raman. Heat radiation from the clear atmosphere at night 173.
- K. R. Ramanathan and L. A. Ramdas. Transparency of the atmosphere in the ultra-violet and a possible means of extending the solar spectrum in the regions 2200—2000 Å 97.
- — Derivation of Ångström's formula for atmospheric radiation and some general considerations regarding nocturnal cooling of airmass near the ground 173.
- Fr. Roggenkamp. Die Voigtsschen Polarisationsbeobachtungen aus dem Jahre 1933 55.
- P. Rossier. Comparaison de l'extinction atmosphérique dans l'ultra-violet et le spectre visible 72.
- F. Rossmann. Grüne Strahl-Beobachtung 37.
- V. V. Šaronov (W. W. Scharonow). Daylight illumination under different conditions 177.
- V. Šaronov and E. Krinov. Spectral energy distribution of daylight illumination 13.
- J. P. Schafer and W. M. Goodall. Ionosphere Measurements during the Partial Eclipse of the Sun of February 3, 1935 177.
- M. Schein und B. Stoll. Rayleighsche Zerstreuung des Zenithimmelslichtes 36.
- Wilhelm Schmidt. Ventilation bei Temperaturmessung schädlich? 56.
- Herbert Schöber. Tägliche und monatliche Schwankung der Länge des Ultraviolett für das Sonnen- und Zenithimmelspektrum in Wattens in Tirol 171.
- W. M. Smart. Method of determining the atmospheric extinction factor in photoelectric photometry 55.
- Ferdinand Steinhauser. Trübung der Luft an verschiedenen Orten 14.
- Ferdinand Steinhauser. Eintrittszeiten der täglichen Temperaturextreme in verschiedenen Höhenlagen in den Ostalpen 176.
- Adrianus Stephanus Petrus Josephus Maria Wanders. Strahlung der sonne- vlekken 70.
- Erich Süssenberger. Nächtliche effektive Ausstrahlung unter verschiedenen Zenitdistanzen 144.
- L. W. Tilton. Refractive index of CO₂-free dry air and correlation with solar activity 36.
- Hanns Tollner, unter Mitwirkung von Fritz Kopf. Wärmeausstrahlung in der Polarnacht 1932/1933 auf Jan Mayen 71.
- Max Toperczer. Tagesgang des Trübungs-faktors in Innsbruck 171.
- S. W. Visser. Halo's in 1933 in Nederlandsch-Indie 33.
- Fritz Wagner. Temperaturen am und im Schiff. Beobachtungen auf dem Flugzeughelfschiff 53.
- Kurt Wegener. Temperatur des Welt-raumes 175.
- C. Wirtz. Sonnenstrahlung, atmosphärische Extinktion und StrahlungsfILTER 97.
- F. P. Worley. Green Flash at Sunset 142.
- Schichtung, Strömungen, Gezeiten (Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
- F. Albrecht und J. Grunow. Vertikale Luftzirkulation in der Großstadt 94.
- Fr. Baur. Beschleunigung und Bahnbeschleunigung von Luftströmungen 95.
- M. Bossolasco. Strömungssystem der Luft über Mogadischu 52.
- V. Doraiswamy Llyer. Wind data for wind mills 170.
- E. Ekhardt. Beeinflussung der Allgemein-strömung durch ein Gebirgstal 69.
- H. Ertel. Satz über die zonale Zirkulation der Atmosphäre 68.
- Hans Ertel und Sjan-zi Li. Advektions-mechanismus der atmosphärischen Druckschwankungen 169.
- J. Grunow. Energiedichte der horizontalen Strömung als Biegegradmaß 95.
- E. Grytöyr. Kritische Bemerkungen zu der Störungstheorie von A. Gião 95.
- Rudolf Kanitscheider. Mechanik des Föhns 94.
- Irving P. Krick. Foehn wind cyclogenesis 14.
- W. Lange. Winddruckuntersuchungen am Empire State Building 33.

- Heinz Lettau. Turbulente Schwankungen von Wind und Temperatur in der bodennahen Luftschicht als Austauschproblem 52.
- Erich Moll. Aerologische Untersuchung periodischer Gebirgswinde in V-förmigen Alpenältern 93.
- W. Peppler. Zugrichtung der hohen und mittelhohen Wolken über Süddeutschland 69.
- A. Roschkott, F. Steinhauser und F. Lauscher. Winduntersuchungen im Sonnblickgebiet 14.
- Alfred Roschkott. Der Wind auf Berggipfeln und in der freien Atmosphäre 34.
- A. Roschkott. Schirokko in Italien 179.
- F. Rossmann. Strömung in der Streichholzschachtel 95.
- Schereschewsky. Loi de Rotation du soleil. Moindre dissipation de l'Energie dans les Régimes permanents 177.
- Kurt Schuhmacher. Lokale Windanomalien 170.
- W. Schwabl. Beeinflussung der Allgemeinströmung durch ein Gebirgstal 15, 70.
- P. T. Smoliakow. Theorie des Gleichgewichts der bodennahen Luftschicht 171.
- N. K. Sur. Distribution of temperature in the upper levels of a depression originating in the Bay of Bengal during the Indian southwest monsoon 123.
- H. Thomas. Mechanismus stratosphärisch bedingter Druckänderungen 96.
- Lucia Venturelli. Grenzflächen zwischen kalten und warmen Luftmassen und Druckverteilung 52.
- Trude Zuchristian. Windregistrierungen auf einer Kammstation (Hafelekar) 170.
- Wetter und Wettervorhersage,
Klima,
Einfluß atmosphärischer Vorgänge
auf Lebewesen.
- Henryk Arctowski. Variations des marches annuelles de la pression 33.
- Variation annuelle des précipitations atmosphériques 33.
- Discontinuités dans le mode pleonal des variations climatiques 33.
- S. Basu and B. N. Desai. Structure of the inner zone of Indian cyclones 35.
- B. J. Birkeland. Ältere meteorologische Beobachtungen in Vardö 34.
- V. Bjerknes. Ursprung der Polarfront-meteorologie 140.
- J. Bjerknes. Investigations of selected European cyclones by means of serial ascents 170.
- Gerhard Castens. Temperatur - Wetterhaftigkeit in Hamburg 53.
- G. v. Elsner. Entwicklung der Wetterkarte und der Wettervorhersage 93.
- H. von Ficker. Entstehung lokaler Wärmegewitter 93.
- v. Ficker. Einfluß der Stratosphäre auf die Wetterentwicklung 123.
- H. v. Ficker. Eiszeittheorie von C. G. Simpson 148.
- C. Kassner. Geschichte der Mikroklimatologie 17.
- K. Keil. Zustand der freien Atmosphäre über Hamburg während des Polarjahres 1932/1933 34.
- Adam Kochański. Saints-de-Glace 32.
- Marche diurne de la pression 33.
- Marche diurne de la pression à Klagenfurt et au sommet de l'Orbir 33.
- Fr. Koláček. Zur Frage des Ostseefrühlings 180.
- W. Köppen. Vergleich zweier Eiszeiten-Theorien 77.
- Erwin Kosak. Veränderlichkeit korrespondierender Differenzen meteorologischer Elemente und ihre Anwendung auf klimatologische Probleme 99.
- N. Kuznecov-Ugamskij. Temperature inversion and cold waves in Middle Asia 11.
- Friedrich Lauscher. Klima der Packezone 52.
- J. Maurer. Rückzug der Schweizer Gletscher 70.
- W. Meinardus. Niederschlagsverteilung auf der Erde 16.
- Fritz Möller. Energetische Klimatologie. Zum Wärmehaushalt der Atmosphäre 15.
- Jan Moniak i Stefan Kowalski. Variations de la température dans l'Inde durant les années 1910 à 1919, 33.
- R. Mügge. Energetik des Wetters 179.
- Gerhard Nilsson. Ursache der atmosphärischen Unruhe und der tektonischen Beben 140.
- E. Palmén. Registrierballonaufstiege in einer tiefen Zyklone 169.
- W. P. von Poletika. Entwicklungsgeschichte der russischen Meteorologie 145.
- Walter Preusche. Niederschlagsperioden in den gemäßigten Zonen der Erde 11.
- Ernest Rod. Résumé météorologique de l'année 1933 pour Genève et le Grand Saint-Bernard 33.

- A. Roschkott. Höhenobservatorien des internationalen Wetterdienstes 57.
 Alfred Roschkott. Gibt es für Hitze-
 wellen kosmische Ursachen? 69.
 H. Rumpf. Abhängigkeit der Dauer der
 Schneedecke von der Temperatur in
 Norddeutschland 15.
 J. W. Sandström. Einfluß des Golf-
 stromes auf den Luftdruck und die Luft-
 bewegung in Europa im Winter 35.
 Karl Sapper und Rudolf Geiger.
 Dauernd frostfreie Räume der Erde und
 ihre Begrenzung 70.
 R. Scherhag. Bedeutung der Divergenz
 für die Entstehung der Vb-Depressionen.
 Arologische Analyse der Wetterentwick-
 lung vom 17. bis 26. Juli 1930, 34.
 — Niederschlagsbildung an Fronten 53.
 G. Schinze. Vb-Wetterlage im Theta-
 gramm 69.
 A. Schmauss. Helm Clayton über Welt-
 wetter und Sonnenaktivität 36.
 — Vorgang und Ereignis in der Wetter-
 kunde 73.
 Gerhard Seidel. 16jährige Klimaschwan-
 kung 16.
 G. C. Simpson. Wheather Forecasting
 123.
 R. Spitaler. Fünfzigjähriges Jubiläum
 von Hanns Atlas der Meteorologie 145.
 Ferdinand Steinhauser. Anwendung
 der beschreibenden Statistik in der
 Klimatologie 180.
 W. Storm van Leeuwen†, Joh. Booij,
 H. Israël und J. van Niekerk. Stu-
 dien über die physiologische Wirkung des
 Föhns. 4. Mitteilung: Luftdruckschwän-
 kungen, Luftzusammensetzung und
 Föhn. 180.
 R. G. Veryard and A. K. Roy. Meteor-
 ological conditions affecting aviation over
 the northwest frontier 11.
 Heinrich Winter. Gewitterhäufigkeit in
 Beziehung zum Dampfdruck und zur
 Temperatur 140.
 Wacław Wiszniewski. Variations an-
 nuelles de la pression durant les années
 de haute et de basse pression 32.
 Włodzimierz Zinkiewicz. Variations
 de la pression atmosphérique en Europe
 durant les années 1910 à 1919, 32.

Akustik

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

- H. Dobberstein. Eichung von Schall-
 empfängern (Undographen und Mem-
 branapparate) 98.
 H. Mary Browning and F. J. W. Whipple.
 Air Waves of Unkown Origin 11.

9. Angewandte Geophysik

Allgemeines über geophysikalische
 Aufschlußmethoden,
 Lagerstättenkunde

- Gustav Angenheister. Geophysikali-
 sche Untersuchung der obersten Erd-
 hülle 20.
 G. Angenheister. Geophysikalische Er-
 forschung der Rohstofflagerstätten 38.
 A. Graf. Geophysikalische Messungen 17.
 C. A. Heiland. Anwendungen der Geo-
 physik bei Talsperren- und Grund-
 wasserproblemen 43.
 — Geophysics in the Nonmetallic Field
 101.
 F. Linke. Apparate für Bodenexplora-
 tionen und deren etwaige Beziehungen
 zur Wünschelrutenreaktion. Walther
 Gerlach. Diskussionsbemerkungen hier-
 zu 99.
 Morris Muskat. Fluid Systems in Porous
 Media. Encroachment of Water into an
 Oil Sand 39.
 R. D. Wyckoff and H. G. Botset. Motion
 of Particles in Systems of Complex
 Potential Distribution 39.
 W. von Seidlitz. Geophysikalische Reichs-
 aufnahme 99.

Schwerkraftmethoden

- H. Haalck. Messungsergebnisse mit dem
 statischen Schweremesser auf der Nord-
 und Ostsee und in Norddeutschland
 74, 127.
 Karl Mader. Tiefenbestimmung platten-
 förmiger horizontal liegender Einschlüsse
 58.
 A. Schleusener. Messungen mit trans-
 portablen statischen Schweremessern
 100.
 G. Tuchel. Geländekorrektion bei Dreh-
 waagemessungen 99.

Seismische und akustische Methoden

- G. Angenheister. Verwendung der Re-
 sonanzmethode bei seismischen Unter-
 suchungen 18.
 B. Brockamp. Ergebnisse der vom Geo-
 dätischen Institut Kopenhagen durch-
 geführten seismischen Feldarbeiten in
 Dänemark 100.
 A. Graf. Geophysikalische Messungen. Die
 seismischen Verfahren 17.
 A. Herrmann und O. Meisser. Piezo-
 elektrischer Beschleunigungsmesser
 126.

- L. Don Leet. Phases on explosion records in a 3-layered region 4.
- Sylvain Pirson. Adjustable wavefilter suitable for the reception of reflected seismic waves 103.
- W. E. Pugh. Field Problems in Reflection Seismology 102.
- Oswald v. Schmidt. Sprengseismische Untersuchungen 100.
- Energietransport bei der Sprengseismik 100.
- Elektrische, magnetische,
radioaktive
und thermische Methoden
- R. Ambronn. Elektrische Hilfsmittel in der geophysikalischen Bodenforschung 150.
- Ernst Cloos. Auto radio — an aid in geologic mapping 17.
- Donald G. Fink. Methods of Electrical Prospecting 111.
- A. Graf. Geophysikalische Messungen. Magnetische Verfahren 41.
- Oskar Hecker. Neues, von Max Müller, Jena, entwickeltes geophysikalisches Aufschlußverfahren 41.
- C. A. Heiland. Geologic possibilities of the resistivity and magnetic prospecting methods 38.
- Technic and application of resistivity and potential-dropratio methods in oil prospecting 40.
- J. N. Hummel. Elektrische Leitfähigkeit von Aggregaten in bezug auf die Leitfähigkeiten ihrer Bestandteile 81.
- J. G. Koenigsberger. Elektrische Methoden zur Leitfähigkeitsbestimmung in großen Tiefen bei Aufsuchung von Erdöl 40.
- Heinrich Löwy. Elektrodynamische Bestimmung des Erzgehalts 16.
- Max Müller. Geophysikalischer Nachweis des Zechsteindolomits 99.
- S. J. Pirson. Interpretation of Three-layer Resistivity Curves 101.
- G. A. Suckstorff. Transportable Zählrohrapparatur und ihre Anwendung im Gelände 89.
- Sonstige Anwendungen
geophysikalischer Vorgänge
- A. B. Broughton Edge. Prediction of Earthquakes 147.

Register der Geophysikalischen Berichte

1. Allgemeines

- A. Berroth. Richard Schumann 70 Jahre alt 117.
 V. Bjerknes. Verleihung der Buys Ballot-Medaille 33.
 Castens. Hugo Dominik † 1.
 N. Critikos. D. Eginitis 161.
 W. Hiller. Karl Mack † 89.
 Wilhelm Klinkerfues. Zum 50. Todestage 89.
 C. Jaeger. F. Spiess. Präsident der Deutschen Seewarte 161.
 J. Letzmann. B. J. Sresnewsky † 161.
 Karl Mader. Richard Schumann zum 70. Geburtstag 161.
 Professor Julius Maurer 161.
 Rudolf Meyer. Boris Ismailowitsch Sresnewsky 161.
 Franz Michael. Martin Schrenk † 161.
 Luigi Palazzo † 89.
 H. Rauschelbach. Dr. J. P. van der Stok † 117.
 August Sieberg. Oskar Hecker zum 70. Geburtstage 117.
 R. Süring. Otto Baschin † 53.
 — Hugo Dominik † 69.
 National Research Council 33.
 Royal Meteorological Society 161.
 Christian Jensen. Polar ship „Maud“. Brief history of building and description 117.
 H. U. Sverdrup. Report of the Norwegian North Polar Expedition with the „Maud“ 117.
 P. Terebesi. Aufsuchen versteckter Periodizitäten 133.
 Hanna und Karl Krejci-Graf. Fluoreszenzfarben von Mineralen 161.
 E. Lancaster Jones. Rapid adjustment of observations in a network of geophysical stations 33.

2. Apparate und Meßmethoden

- E. A. Ansel. Zweipendelverfahren bei relativen Schweremessungen 1.
 H. Schmehl. Mitschwingensreduktion von Pendelbeobachtungen 69.
 A. Basch. Berechnung der Gleichgewichtslage von gemessenen Schwingungen auf

- Grund der Fehlertheorie 89; M. Schuler. Erwiderung 90.
 Motoharu Kimura. Relative Gravity Determination by Means of Short Wireless Wave Communication 53, 89.
 Erich Hahnkamm. Betrachtungen über ebene Pendel 161.
 J. L. Lagrula. Isostasie et le pendule Holweck-Lejay 161.
 Heinz Lettau. Invar-Minimumpendel als Magnetstäbe 1.
 Heinz Lettau. Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf Schweremessungen mit Invarpendeln 89.
 O. Meißer. Schneiden- und Unterlagematerial bei invariablen Pendeln für relative Schweremessungen 1.
 E. Rieckmann. Theorie des Schutzpendels 33.
 Chûji Tsuboi. Possibility of Taking Gravity Measurements at Sea on Board an Ordinary Vessel 53.
 R. R. Bodle. Epicenter-determination 37.
 M. W. Braunlich. Accelerometer for recording strong earth-motions 33.
 N. A. Critikos. Horizontalseismometer für die Aufzeichnung von starken Orts- und Nahbeben 163.
 Mishio Ishimoto. Sismographe accélérométrique pour la composante verticale 53.
 H. E. Mc Comb. Strong-motion seismograph equipment and installations 33.
 O. Meisser. Photographische Registrierung von Stationsseismometern 163.
 H. M. Rutherford. Interpretation of reflection-seismograms 38.
 Takeo Suzuki. Movement of Pendulum under Influence of the Motion of Shock Type 161.
 Walter Kosmath. Exhalation der Radiumemanation aus dem Erdboden und ihre Abhängigkeit von den meteorologischen Faktoren 54.
 C. W. Lutz. Aufzeichnung der elektrischen Raumladung der Luft 134.
 Leo Schulz. Verhütung von Wasserdampf-ansatz auf den Zählgläsern des Kernzählers und am Aktinographen 117.

- W. M. Thornton. Method of measuring adsorbed moisture films on non-conductors 134.
- C. C. Ennis. Computation of density of sea-water and on corrections for deep-sea reversing-thermometers 112.
- K. Kalle. Meereskundliche chemische Untersuchungen 92.
- Enrique Levin. Automatic mareograph 90.
- Floyd M. Soule. Correction of deep-sea reversing thermometers and the determination of the depth of reversal from protected and unprotected thermometers 111.
- G. Böhnecke. Assmannsches Aspirations-Psychrometer mit Umkippthermometer 3.
- H. Bongards. Belüftungseinfluß auf die Angaben des Psychrometers 68.
- G. R. R. Bray. Paper Hygrometers 33.
- N. R. Campbell. Measurement of visual sensations 2.
- R. Feige. Messung der oberen Wolken- und Nebelgrenze auf drahtlichem und drahtlosem Wege 54.
- Walter Findeisen. Theorie des Psychrometers 90.
- Hans Goldschmidt. Auswertungsverfahren von Temperaturregistrierungen 163.
- Walter Grundmann. Prüfung von Temperaturmeßgeräten und Meteorographen 117.
- Verbesserter Haarhygrograph 134.
- F. Höndorf. Auswiegen von Schwebelballonen 134; P. Moltchanoff. Bemerkungen hierzu 134.
- E. O. Hulburt. Small Wind Meter 2.
- Kristen Irgens. Reduktion des Stationsbarometers auf 0° C 54.
- N. N. Kalitin. Genauigkeit der Schätzung der Bewölkung 134.
- A. Kärsna. Rechenschieber zur Bestimmung der Luftfeuchtigkeit 53.
- C. Kassner. Geschichte des Regenmessers 134.
- Herbert Kirsten. Technische Windmessungen 3.
- E. Kleinschmidt. Temperaturkorrektur der Stationsbarometer mit nicht verschiebbarer Teilung 133.
- Joseph Kölzer und Kurt F. Möller. Windmessung durch Pilotballone mit Funkpeilung 2.
- Drahtlose Meßmethoden 54.
- Frederick C. Lindvall. Glow Discharge Anemometer 162.
- Kenneth Mellanby. Hygrometer for use in small spaces 33.
- Paul Mildner. Deutung des Korrelationskoeffizienten 90.
- P. Moltchanoff. Erforschung der Struktur der Luftströmungen mit Hilfe der ausgewogenen Ballone mit angehängtem Fallschirm 90.
- Eric B. Moss. Apparatus for the determination of the dew point 117.
- Hans Müller. Schieber zur Berechnung der äquipotentiellen Temperatur 162.
- Philip H. Prior. Paper Hygrometers 33.
- Wilhelm Schmidt. Tagbogenmesser 2.
- Verfahren zur richtigen Messung der Verdunstung von freien Wasserflächen 118.
- Auswiegen von Schwebelballonen 161.
- Prüfung von Anemometern auf die Wiedergabe rascher Schwankungen der Windgeschwindigkeit 162.
- L. Scriba. Thermohygrometer 117.
- H. Thomas. Nomogramme zur Bestimmung der Sonnenhöhe 3.
- Ventilated recording hygrometer 162.
- W. Viereck. Registriergerät für geringe Windgeschwindigkeiten 33.
- F. L. Wattendorf und A. M. Kuethe. Investigations of Turbulent Flow by Means of the Hot-Wire Anemometer 162.
- F. Wenk. Instrumente für die Registrierung des Dampfdrucks und der spezifischen Feuchte 53.
- C. G. Abbot. Kampometer, instrument for extreme sensitiveness for measuring radiation 2.
- and L. B. Aldrich. Waterflow pyrheliometer and standard scale of solar radiation 2.
- M. Bender. Vergleichsmessungen registrierender kugelförmiger Cadmiumzellen 133.
- K. Feußner. Berechnungsgang für Messungen mit Silverdiskpyrheliometern 2.
- Walter Grundmann und Loni Kassner. Verwendbarkeit der Selen-Sperrschicht-Photozellen in der Meteorologie 163.
- Erwin Hasché. Messung und Registrierung der langwelligen Himmels- und Erdstrahlung ($\lambda - 5 - 50 \mu$) 91.
- E. Hasché. Auswertungsverfahren von Effektiv-Pyranometer-Registrierungen 133.
- O. Hoelper. Sichtbestimmung mit dem Wigandschen Sichtmesser 54.
- Paul-L. Mercanton. Messung der möglichen Sonnenscheindauer eines Ortes 91.
- W. Mörikofer. Vergleichungen zwischen dem Silver-disk-Pyrheliometer und dem Angström-Pyrheliometer 91.

Leo Wenzel Pollak. Benutzung von Halbleiter-Photozellen in der Meteorologie 69.

— Klimatologisches Ultraviolett-Dosimeter der I. G. Farbenindustrie 133.

O. von Gruber. Photogrammetrische Geräte 33.

H. Löschner. Querprofilaufnahme mittels Freihandhöhenwinkelmesser 117.

Karl Lüdemann. Einfluß von Temperaturänderungen auf die Multiplikationskonstante eines Doppelbild-Entfernungsmessers 162.

Herbert Michler. Sphärant, ein Instrument zur direkten Beobachtung von Stundenwinkel oder Breite 69.

Karl Ulbrich. Abschlußfehler von direkt und optisch gemessenen Polygonzügen 91.

8. Bewegung und Zusammensetzung der Erde; Schwere

Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitbestimmung

C. G. Abbot. Rotation of the earth 135.

E. Carvallo. Vitesse de la Terre mesurée par des expériences purement terrestres 92.

Hermann Dunkel. Scheinbare zenitale Geschwindigkeit der Sonne im täglichen und jährlichen Gang 34.

Fr. Flury. Etudes concernant la méthode de réduction des coordonnées des étoiles polaires 93.

W. S. Gripenberg. Theoretisch mögliche Art der Paläothermie 34.

A. Menzinger. Anskueliggørelse af Foucaults Pendulforsøg 52.

Richard Schumann. Schwankungen der Stations-Polhöhen des Internationalen Breitendienstes 31.

Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)

F. Ackerl. Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung 5.

— Berechnung der Geoidundulationen 70.

G. L. Andrissi. Determinazione di latitudine in primo verticale 164.

Donald C. Barton and Maude Hickey. Continental margin at Texas-Louisiana Gulf Coast 34.

William Bowie. Comparison of isostasy in India and in the United States and Southern Canada 93.

Edwin J. Brown. Gravity-connection with Potsdam 34.

P. Gast. Hypothesenfreie Bestimmung der Erdfigur mit neuen Hilfsmitteln 3.

Ida Gennaro. Determinazione di gravità relativa 55, 165.

W. R. Gherardi. Oceanographic work of the Hydrographic Office 34.

H. Haalek. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser 70.

Erich Hahnkamm. Betrachtungen über ebene Pendel 138.

R. A. Hirvonen. Kontinentale Undulationen des Geoids 3, 135.

F. Hopfner. Praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie 55.

F. Hopfner. Aktuelle Fragen der physikalischen Geodäsie 93.

N. Idelson. Integralgleichung der physikalischen Geodäsie 3.

Harold Jeffreys. Figure of the Earth. Remarks on Professor Hopfners paper 3.

Karl Jung. Berechnung der Geoidundulationen 70.

E. Kleinschmidt. Flutbewegung der festen Erdkruste 4.

— Flut der festen Erde 70.

J. L. Lagrula. Isostasie et le pendule Holweck-Lejay 161.

Joseph Larmor. Tidal Strain on the Earth 1.

K. Ledersteger. Geoide von Ackerl und Hirvonen 163.

Karl Mader. Berechnung von Geoidhebungen in den Alpen 70.

K. Mader und R. Norz. Vergleich von Pendel- und Drehwaagenmessungen 136.

Adam Malicki. Dénivellations du globe 4.

Naomi Miyabe. Correlation between Vertical Earth Movements and Gravitational Anomalies 166.

René Perrin. Réflexions sur la formation de la Terre 69.

Adalbert Prey. Schweremessungen auf dem Meere 5.

A. O. Rankine. Behaviour of the Eötvös gravity balance in fluctuating gravitational fields 94.

R. Schumann. Graphische Darstellung von Geoidabständen auf Grund der Stokesschen Formel 55.

Robert Schwinner. Die neuen Geoide 93.

— Außenraum und Innenraum 163.

- H. U. Sverdrup. Pendulum Observations near Cape Chelyuskin 135.
- Rudolf Tomaschek. Zeitliche Änderungen der Schwerkraft 5.
- R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Flut der festen Erde 4, 70.
- Chûji Tsuboi. Most Suitable Formula for the Japanese Gravity Values 55.
- Variation of latitude at Greenwich in 1933 136.
- F. A. Vening Meinesz. Gravity and Hypothesis of Convection-Currents in the Earth 92.
- Alex. Véronnet. Evolution complète d'une masse hétérogène en rotation 55.
- Temperatur, Zusammensetzung, Aggregatzustand der Erde, Geochemie, Alter der Erde
- W. I. Baranov und I. D. Kurbatov. Gehalt der Radioelemente im Wasser des Bohrlochs Nr. 1 in dem Erdölgebiete Uchta 138.
- P. L. Bobin. Anwendung des Glasfilters zur Bestimmung des Thoriums nach der Emanationsmethode 136.
- H. Bomke. Häufigkeit der chemischen Elemente im Kosmos 164.
- V. Conrad. Unter-Wasser-Strukturboden in den Ostalpen 55.
- R. Delaby, R. Charonnat et M. Janot. Radioactivité des eaux du massif du Ballon d'Alsace 35.
- W. G. Foye and A. C. Lane. Correlations by radioactive minerals in the metamorphic rocks of Southern New England 164.
- K. Gripp und W. G. Simon. Experimentelle Darstellung des Brodelbodens 71.
- A. Gruvel et W. Besnard. Nature des fonds de la côte occidentale du Maroc 70.
- G. H. Henderson. Pleochroic Haloes and the Age of Minerals 93.
- Method of Determining the Age of Certain Minerals 164.
- and S. Bateson. Quantitative Study of Pleochroic Haloes 164.
- and L. G. Turnbull. Quantitative Study of Pleochroic Haloes 164.
- M. N. S. Immelman. Radium-Content of Some South African Granites 119.
- A. Köhler und H. Leitmeier. Natürliche Thermolumineszenz bei Mineralien und Gesteinen 71.
- Karl Krejci-Graf. Geochemie der Ölfeldwasser 118.
- I. D. Kurbatov. High concentrations of radium and mesothorium I in nature and regularity of their migration 118.
- G. C. Laurence and F. B. Friend. Tests for mesothorium in radium from Labine Point, Great Bear Lake 118.
- Arnold N. Lowan. Cooling of a Radioactive Sphere 55.
- Thermal History of the Earth 164.
- Friedrich Nölke. Ursprungsort des Mondes 70.
- J. H. J. Poole. Thermal History of the Earth 92.
- Difficulties in current views of the thermal history of the earth 92.
- Lord Rayleigh. Helium Contained in Beryls of Varied Geological Age 35.
- H. Seifert. Geochemische Tarnung in anomalen Mischkristallen 136.
- S. Soloviev. Petrological study of the Malka River granodiorite laccolith in connection with exploration of its radium contents 138.
- J. Starik and A. Smagina. Methods of bringing rocks and mineral formations into solution for emanation measurements 137.
- Hans Steche. Zur Frage der Strukturböden 119.
- Hans Stille. Transatlantische Faltenverbindungen 135.
- P. Tolmatcev. Hélium dans les gaz des sources thermales du Pamir 34.
- S. J. Truscott. Problems of Mining at Great Depths 4.
- A. B. Verigo. Entwicklung der Methode der Bestimmung des Radium-Emanationsgehaltes in der Luft 137.
- Forrest Western and Arthur E. Ruark. Half-Life of Actinouranium and the Problem of Geologic Time 35.
- Walter Wundt. Zeitliche Änderungen der Erdalbedo als Problem 165.
- P. Reginald Zupancic. Exhalation von Radiumemanation aus dem Erdboden 138.
- 4. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste; Seismik**
- Tektonik, Vulkanismus, Vereisung
- V. Altberg. Glace de fond 118.
- C. Ambrojevici. Postglaziale Wärmezeit während des Endneolithikums in Nord-Bessarabien 55.
- Carl W. Correns und Wolfgang Schott. Einfluß des Trocknens auf die Korngrößenverteilung von Tonen 52.
- A. Dauvillier. Strange Sounds from Inland Ice 140.

- G. Greim. Jamferner und Jambach von 1901—1921 95.
- O. C. Hilgenberg. Vom wachsenden Erdball 35.
- William Herbert Hobbs. Glaciers of mountain and continent 118.
- Sigismund Kienow. Zusammenhang zwischen Spannung und Verformung bei tektonischen Vorgängen 5.
- W. Köppen. Änderungen der Temperatur in Europa seit der letzten Eiszeit 4.
- Takeo Matuzawa. Gasdruck bei vulkanischen Ausbrüchen in Japan 5.
- Fluggeschwindigkeit vulkanischer Bomben 5, 59, 166.
- Naomi Miyabe. Deformation of Sand Mass 166.
- Deformation of the Earth's Crust along the Pacific Coast, Japan Sea Coast and Central Zone of Japan 166.
- R. Spitaler. Sonnenbestrahlung und Temperaturen von 60° N bis 60° S in der Würm-Eiszeit bis zur Gegenwart 94.
- Torahiko Terada and Tetu Watanabe. Modes of Fracture of a Layer of Powder Mass 140.
- Physical Meaning of Periodic Structure in Earth's Crust 140.
- Stability of Continental Crust 166.
- W. E. Trommsdorff. Fahrtströmungen in Eruptivmagmen 141.
- Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)
- L. H. Adams. Velocities of wave-transmission in rocks 38.
- S. K. Banerji and M. D. Manohar. Artificial Vibrations of Ground 36.
- M. Biot. Theory of elastic systems vibrating under transient impulse with an application to earthquake-proof buildings 36.
- R. R. Bodle. Epicenter-determination 37.
- M. W. Braunlich. Accelerometer for recording strong earth-motions 33.
- J. Coggin Brown. Small Sand Craters of Seismic Origin 140.
- K. E. Bullen. Errors in calculations of epicentral distances in earthquakes 58.
- Perry Byerly and Neil R. Sparks. First preliminary waves of the California earthquake of June 6, 1932 37.
- Dean S. Carder. Travel-times of the P- and S-waves from Mexican earthquakes 38.
- Thomas Clements. Fall of columns during the Long Beach earthquake 8.
- V. Conrad. Zeitliche Folge von Beben mit tiefem Herd 56.
- Epizentral- und Tiefenbestimmungen 139.
- M. N. Critikos. Seismicité de Macédoine 72.
- N. A. Critikos. Horizontalseismometer für die Aufzeichnung von starken Orts- und Nahbeben 163.
- Charles Davison. Lunar Periodicity of Earthquakes 120.
- R. Einaudi. Propagazione delle onde sismiche 120.
- Takaharu Fukutomi. Statistical Problems concerning Initial Earthquake Motion 57.
- Fr. Gerecke und A. Ramspeck. Boden- und Gebäudeschwingungen in Rastatt nach dem Erdbeben vom 8. Februar 1933 73.
- M. Gotô und K. Mayekawa. Series resonance phenomena occurring in the reactor-earthed system 119.
- J. de Graaff Hunter. Indian Earthquake Area (1934) 71.
- H. Gräfe. Deformation der Erdoberfläche durch Scherungskräfte im Herd von Erdbeben 96.
- B. Gutenberg. Tilting due to glacial melting 56.
- Propagation of the longitudinal waves produced by the Long Beach earthquake 72.
- and C. F. Richter. Advantages of using geocentric latitude in calculating distances 71.
- — $P'P'$ and related waves 94.
- Takahiro Hagiwara. Earthquakes and Earthsounds on Mt. Tsubu 166.
- Sidon Harris. Semi-graphical method of determining depths of multi-layer, dipping strata from seismic time-travel curves 58.
- A. Hertwig, G. Früh und H. Lorenz. Ermittlung der für das Bauwesen wichtigsten Eigenschaften des Bodens durch erzwungene Schwingungen 35.
- W. Hiller. Erdbebenwarte im Gebiete der Schwäbischen Alp 5.
- Herd des Rastatter Bebens am 8. Februar 1933 94.
- Win Inouye und Yoshi Inaba. Barometric Gradients at Times of Earthquakes, in Japan 59.
- Tokunosuke Itô. Tilting of a rigid pillar caused by an earthquake 6.
- H. Jeffreys. Neue Nomenklatur für Nahbeben diagramme 8.
- Harold Jeffreys. Upward curvature in seismic time-curves 58.

- Kôichi Kani. Viscosity of Basalt Glass at High Temperatures 121.
- Hiroshi Kawasumi. Amplitude of Seismic Waves with the Structure of the Earth's Crust and Mechanisms of their Origin 37.
- Reinhard Köhler. Eigenschwingungen des Untergrundes 165.
- J. Lacoste et J. P. Rothé. Tremblements de terre en France, de 1930 à 1933 166.
- H. Landsberg. Zusammenhänge von Tiefherdbeben mit anderen geophysikalischen Erscheinungen 56.
- Tektonische und magmatische Erdbeben 59.
- A. W. Lee. Effect of geological structure upon microseismic disturbance 140.
- L. Don Leet. Velocity of Elastic Waves in Granite and Norite 37.
- P. A. Loos. Erklärung der argentinisch-chilenischen Erdbeben zwischen 27 und 33° südlicher Breite 6.
- Federico Lunkenheimer. Beziehungen zwischen Erdbeben 8.
- Ch. Maurain et C. E. Brazier. Tremblement de terre du 3 octobre 1933 57.
- H. E. Mc Comb. Strong-motion seismograph equipment and installations 33.
- Naomi Miyabe. Block Movements of the Earth's Crust in the Kwantô District 58.
- Nagaho Mononobe. Ultimate Strength of Building Structures against Earthquake 119.
- Walter v. zur Mühlen. Seismische Oberflächenwellen und ihre Beziehung zum geologischen Aufbau des eurasiatischen Kontinents 96.
- H. K. Müller. Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen 95.
- Frank Neumann. Transmission of seismic waves 38.
- Genrokuro Nishimura and Kiyoshi Kanai. Effects of Discontinuity Surfaces upon the Propagation of Elastic Waves 58.
- , Takeo Takayama and Kiyoshi Kanai. Stresses in the Interior and in the Vicinity of a Horizontal Cylindrical Inclusion of Circular Section in a Gravitating Semi-infinite Elastic Solid 37.
- Ernst Nowack. Südalbanische Erdbeben 1930/31 96.
- G. P. Rao. Graphical computation of epicentral distances 7.
- H. Reich. Bemerkungen zur angewandten Seismik 88.
- O. v. Schmidt. Bemerkungen zur angewandten Seismik 88.
- W. C. Repetti, S. J. Microseisms in Manila 56.
- Luis Rodés. Influence of the moon on the frequency of earthquakes 94.
- Herbert P. T. Rohleder. Erdbebenkunde und seismisch-akustische Phänomene Nord-Rhodesiens 72.
- H. M. Rutherford. Interpretation of reflection-seismograms 38.
- Takuzô Sakai. Propagation of Elastic Waves over the Plane Surface of a Semi-infinite Body 7.
- Oswald v. Schmidt. Totalreflexion in der Akustik und Optik. Experimentelle Ergebnisse der Sprengseismik 139; Johannes Picht. Nachschrift 140.
- Robert Schwiner. Mikroseismische Bodenunruhe und Gebirgsbau im westlichen Europa 72.
- Seismometrical Report of the Earthquake Research Institute Tôkyô 37.
- George Sheppard. Small Sand Craters of Seismic Origin 57.
- O. Somville. Ondes longues dans la première phase des séismogrammes 56.
- R. Spitaler. Beziehungen zwischen den Erdbeben in den Alpen und Apenninen und den Achsenschwankungen der Erde 6.
- Erdbeben in Baden am 8. Februar 1933 56.
- F. Steinhauser. Elastische Deformation der Erdkruste durch lokale Belastung mit Berücksichtigung der Schneebelastung der Alpen 139.
- Takeo Suzuki. Strong Noto Earthquake of Sept. 21, 1933 119.
- Initial Motion of Earthquakes 120.
- Junichi Suzuki and Sannosuke Inada. Abnormal Earth Current Accompanied by the Earthquakes 6.
- E. Tams. Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa 72.
- Torahiko Terada. Measure of Uncertainty Regarding the Prediction of Earthquake Based on Statistics 7.
- Earthquake and Fisheries 58.
- Chûji Tsuboi. Vertical Crustal Displacement in the Seismic Region of Itô 37.
- Report on the work of the Earthquake Research Institute, Tokyo, during the year 1932 95.
- Undulatory Deformation of the Earth's Crust along the Japanese Sea Coast 120.
- P. J. H. Unna. Seismic Sea Waves 8.

- S. W. Visser. Turner's deep-earthquake-foci 139.
- Kiyoo Wadati. Problems on the Propagation of Earthquake Waves 57.
- E. Wanner. Geographie der Erdbeben 6.
- Lage der zerstörenden alpinen Erdbebenherde 94.
- Séismes destructeurs des Alpes 167.
- F. J. W. Whipple. Tendency for great earthquakes to occur sympathetically in widely separated regions 141.
- E. B. Wilson. Young's moduls and Poisson's ratio, Comparison of the statistically and seismologically determined elastic constants of rocks 59.
- Harry O. Wood. Long Beach earthquake 57.
- S. Yamaguti. Relation between the Thunderstorm and the Earthquake 166.
- Distribution of Earthquakes in Japan 57.
- W. A. Zisman. Elastic properties of rocks at and near the earth's surface and their relation to seismology 7.
- 5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde, Polarlicht**
- Erdmagnetismus
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)
- C. L. Alexanian. Carte des anomalies de la composante verticale du champ magnétique terrestre dans les Vosges 122.
- Annual report of the director of the department of terrestrial magnetism 121.
- J. Bartels. How changes on the sun's surface are recorded by the earth's magnetism 9.
- A. Berroth und A. Schleusener. Erdmagnetische Messungen mit Hilfe der Drehwaage 73.
- F. Burmeister. Entwicklung der erdmagnetischen Forschung in Bayern 59.
- L. Éblé et G. Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à la Station du Val-Joyeux 99.
- E. W. Eickelberg. Magnetic anomalies in Alaska 38.
- C. C. Ennis. Graphical aids in the reduction of magnetic observations 122.
- J. A. Fleming. Terrestrial magnetism 121.
- and H. D. Harradon. Assembly of the Association of Terrestrial Magnetism and Electricity at Lisbon 121.
- K. Försterling und H. Lassen. Kurzwellenausbreitung im Erdmagnetfeld 10.
- A. F. Hallimond with contributions by E. F. Herroun. Laboratory Determinations of the Magnetic Properties of Igneous Rocks 14.
- W. P. Jenny. Magnetische Vektoren-methode zur Erforschung von regionalen und lokalen geologischen Strukturen 59.
- J. G. Koenigsberger. Magnetische Eigenschaften der ferromagnetischen Mineralien in den Gesteinen 167.
- E. Kohl. Mit dem temperaturkompensierten Magnetsystem erreichbare Meßgenauigkeit 121.
- Th. Koulomzine und N. Bondaletoff. Methode für sehr präzise magnetische Messungen 121.
- Mme Y. Labrouste. Caractérisation de l'agitation magnétique 10.
- A. G. McNish. Apparent effect of magnetic activity upon the secular variation of the earth's magnetic field 38.
- A. Crichton Mitchell. Diurnal Incidence of Disturbance in the Terrestrial Magnetic Field 99.
- St. Procopiu, G. Vasiliu et N. Calinicenco. Mesures magnétiques en Moldavie et Bessarabie 59.
- J. P. Rothé. Observations magnétiques au Scoresby Sund pendant l'année Polaire 59.
- J. Rothé. Magnétisme des basaltes d'Alsace 122.
- Rosendo O. Sandoval. Magnetic work of the National Astronomical Observatory of Mexico 38.
- Teodor Schlomka. Gravitation und Erdmagnetismus 8.
- Adolf Schmidt. Magnetischer Mittelpunkt der Erde und seine Bedeutung 96.
- Joshua L. Soske. Differences in diurnal variation of vertical magnetic intensity in Southern California 61.
- Aksel S. Steen, Nils Russeltvedt and K. F. Wasserfall. Terrestrial Magnetism 9.
- David Stenquist. Champ magnétique du tourbillon principal des courants électriques de la couche conductrice atmosphérique et celui du tourbillon principal des courants telluriques 10.
- Edward Stenz and Henryk Orkisz. Magnetic investigations of the Geophysical Institute of Lwów University 9.
- W. F. G. Swann. Application of Liouville's Theorem to Electron Orbits in the Earth's Magnetic Field 10.

- M. A. Tuve. Energy acquired by a Dirac isolated magnetic pole in a magnetic field 122.
 S. W. Visser. Anomalies of terrestrial magnetism 97.
 — Magnetical anomalies in the Dutch East Indian Archipelago 97.

Polarlicht

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

- T. Alty and F. J. Wilson. Height of the Aurora in Canada 122.
 C. S. Beals. Low Auroras and Terrestrial Discharges 41.
 J. Cabannes. Radiations du ciel nocturne dans l'intervalle spectral 5000—8000 Å 168.
 Axel Corlin. Catalogue of aurorae boreales, observed in Northern Sweden 168.
 F. T. Davies and B. W. Currie. Audibility of the Aurora and Low Aurora 61.
 A. Dauvillier. Aurores Polaires au Scoresby Sund pendant l'Année Polaire 168.
 M. A. Dauvilliers. Aurorae and cosmic rays 142.
 Hubert Garrigue. Raie verte de l'aurore non polaire dans le ciel nocturne 143.
 Habert. Travaux de restitution relatifs aux Aurores polaires 168.
 Leiv Harang. Filteraufnahmen von Polarlicht 97.
 Joseph Kaplan. Light of the Night Sky and Active Nitrogen 62.
 — Active Nitrogen and the Auroral Spectrum 76, 168.
 Floyd C. Kelley. Audibility of Auroras and Low Auroras 76.
 P. Perlewitz. Polarlichtbeobachtung im Freiballon über Hamburg 42.
 C. Ramsauer. Mitarbeit der AEG an der Nordlichtforschung 18.
 Bernhard Sticker. Das Nordlicht in Sage und Forschung 18.
 Carl Størmer. Nordlichtexpedition nach Trondheim im März 1933 98.
 Carl Størmer. Luminous Night Clouds 169.
 L. Vegard. Auroral Spectrum an the Upper Atmosphere 41.
 — Auroral spectrum based on observations from the auroral observatory 97.
 — and Leiv Harang. Auroral spectrum in the region of long waves 97.
 — und E. Tönsberg. Spektrale Intensitätsverteilung im Nachthimmellicht und Nordlicht 167.
 K. Wurm und R. Mecke. Deutung des Anregungsmechanismus von Kometen-, Polar- und Nachthimmellicht 98.

Erdströme, Erdladung, Luftelektrizität

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)

- E. V. Appleton. Two methods of ionospheric investigation 12.
 — Radio Exploration of the Ionosphere 144.
 —, R. Naismith and G. Builder. Ionospheric Investigations in High Latitudes 12.
 V. A. Bailey. Interaction of Radio Waves 144.
 W. G. Baker and A. L. Green. Limiting polarization of downcoming radio waves traveling obliquely to the earth's magnetic field 15.
 Mme F. Bayard-Duclaux. Influence de l'eau d'imbibition des roches sur leur conductibilité électrique 39.
 K. Berger. Gewittermessungen der Jahre 1932 und 1933 in der Schweiz 123.
 L. V. Bewley. Lightning Stroke 61.
 P. M. S. Blackett. Positive Electron 79.
 M. A. Bontch-Bruevitch. Ionospheric Measurements in the Polar Regions 74.
 Geoffrey Builder. Wireless apparatus for the study of the ionosphere 11.
 E. T. Burton. Audio-frequency atmospherics 144.
 — and E. M. Boardman. Audio-frequency atmospherics 39.
 R. H. Card. Recent earth-resistivity measurements in the United States 42.
 S. Chapman. Radio Exploration of the Ionosphere 168.
 R. C. Colwell. Effect of Thunderstorms upon the Ionosphere 143.
 A. Dauvillier. Enregistrement photo-électrique continu des aurores polaires 16.
 C. Dauzère et J. Bouget. Variations de la conductibilité de l'air dans les grottes 74.
 B. Decaux et J. B. Galle. Fluctuation dans la durée de propagation des ondes radioélectriques courtes 145.
 W. Dieminger, G. Goubau und J. Zenneck. Störungen der Ionosphäre 169.
 M. Douguet et R. Bureau. Variation diurne des atmosphériques pendant la nuit polaire 181.
 G. J. Elias, C. G. A. von Lindern und G. de Vries. Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht 40.
 R. Faillietaz et R. Bureau. Enregistrements d'atmosphériques à Tamanrasset (Hoggar) au cours de l'Année polaire 167.

- Johannes Fischer. Elektrisches Feld der Gewitterwolke 123.
- S. E. Forbush. Apparent vertical earth-current variations at the Huancayo Magnetic Observatory 10.
- Volker Fritsch. Versuche in den Punkthöhlen 15.
- Hubert Garrigue. Activité des matériaux exposés au champ électrique naturel 61.
- O. H. Gish. Methodik der Ionenzählung 13; V. F. Hess. Bemerkungen hierzu 13.
- Atmospheric electricity 122.
- Effects of turbulent air-flow in some apparatus used in atmospheric-electric measurements 122.
- T. R. Gilliland. Continuous measurements of the virtual heights of the ionosphere 11, 39.
- Multi-frequency automatic recorder of ionosphere heights 41.
- H. Goldschmidt und K. Bürger. Abhängigkeit des luftelektrischen Potentialgefälles vom Luftkörper 169.
- J. P. Gott. Electric Charge Collected by Water Drops falling through Ionized Air in a Vertical Electric Field 13.
- G. Goubau. Zusammenhang zwischen scheinbarer und wahrer Höhe der Ionosphäre unter Berücksichtigung der magnetischen Doppelbrechung 170.
- Marion C. Gray. Mutual Impedance of Grounded Wires Lying on the Surface of the Earth when the Conductivity Varies Exponentially with Depth 73.
- G. Grenet. Mesure du champ électrique terrestre et de ses variations 98.
- Ross Gunn. Maintenance of the Earth's Electrical Charge by Electrical Rectification in the Earth's Lower Atmosphere 98.
- W. R. Harper. Theory of the Combination Coefficients for large Ions and for uncharged Particles at any Pressure 180.
- John T. Henderson. Radio-Versuche in Kanada während der Sonnenfinsternis 16.
- Victor F. Hess. Ionisierungsbilanz der Atmosphäre 98.
- A. R. Hogg. Atmospheric electric observations 74.
- Rate of Ionisation of the Atmosphere 74.
- Observations of the average life of small ions and atmospheric ionisation equilibria 75.
- H. E. Hollmann und K. Kreielsheimer. Selbsttätige Registrierung der Heavisideschicht 39.
- Marshall Holmes. Three Discharges of Ball Lightning 76.
- H. Israël. Meine bisherigen Kernzählungen und Ionenladung 13.
- Aerosole und Ionen als Klimafaktoren 143.
- N. Janco. Echoes of radio waves 170.
- Karl G. Jansky. Radio Waves from Outside the Solar System 15.
- Electrical disturbances apparently of extraterrestrial origin 39.
- J. C. Jensen. Ball Lightning 14.
- Branching of lightning and the polarity of thunderclouds 60, 100.
- K. Kähler. Luftelektrische Messungen in Westerland auf Sylt. Mit einem Anhang: R. Th. Scherhag. Messungen des luftelektrischen Potentialgefälles 169.
- S. S. Kirby, L. V. Berkner, T. R. Gilliland and K. A. Norton. Radio observations of the Bureau of Standards during the solar eclipse of August 31, 1932 74, 99.
- , — and D. M. Stuart. Studies of the ionosphere and their application to radio transmission 73, 123.
- Heinrich Koppe. Erfahrungen aus Blitzschlägen in Flugzeuge 75.
- Heinrich Kuhn. Luftelektrische Potentialgefälle und dessen Unruhe unter Berücksichtigung des Einflusses einer Großstadt 12.
- M. G. Lloyd. Lightning protection for trees 76.
- Jean Lugeon. Parasites atmosphériques polaires 123.
- D. F. Martyn. Atmospheric Pressure and the Ionisation of the Kennelly-Heaviside Layer 100.
- D. F. Martyn and A. L. Green. Radio Studies of the Ionosphere 17.
- Harry R. Mimno and Pao H. Wang. Progress Report on Kennelly-Heaviside Layer Measurements 99.
- T. Minohara and Y. Ito. Effect of the Leonid meteor shower on the ionized upper atmosphere 40.
- — Ionized Layer heights in Japan 40.
- Tsutomu Minohara and Yoji Ito. Heights of the Kennelly-Heaviside layer in Japan 16.
- S. K. Mitra, H. Rakshit, P. Syam and B. N. Ghose. Effect of the Solar Eclipse on the Ionosphere 12.
- , P. Syam and B. N. Ghose. Effect of a Meteoric Shower on the Ionosphere 98.

- Tomozo Nakai. Correlation of radio atmospherics with meteorological conditions 41.
- Directional observation of long-distance short-wave stations 123.
- Minoru Nakai and Minoru Nakagami. Transmission of short waves through the north polar night zone 123.
- Albert Nodon. Répercussions terrestres des variations de l'activité solaire 38.
- J. J. Nolan and P. J. Nolan. Atmospheric ionisation at Glencree 101.
- and J. P. Ryan. Discharge from rain-drops in intense fields 101.
- K. A. Norton. Ionisation of the Ionosphere 40.
- Radio observations of the eclipse 61.
- Hisashi Noto. Some Studies on Thunderstorms 123.
- Hans Plendl. Polarisationsmessungen zur Untersuchung der nächtlichen Peilstrahlwanderungen bei der Funkpeilung 60.
- O. O. Pulley. Technique of Height Measurement of the Ionosphere by the Pulse Method 99.
- Ivo Ranzi. Recording Wireless Echoes at the Transmitting Station 15.
- Phase Variations of Reflected Radio-Waves, and Connexion with the Earth's Magnetic Field in the Ionosphere 168.
- J. A. Ratcliffe and E. L. C. White. Effect of the Earth's Magnetic Field on the Propagation of Short Wireless Waves 15.
- — Automatic records of wireless waves reflected from the ionosphere 60.
- W. Bruce Ross and John T. Henderson. Radio Studies of the Ionosphere 17.
- Reinhold Rüdenberg. Influenzwirkung von Blitzschlägen auf benachbarte Freileitungen 144.
- J. P. Schafer and W. M. Goodall. Radio Studies of the Ionosphere 16.
- Joachim Scholz. Lebensdauer von Ionen in freier Luft 11.
- B. F. J. Schonland and H. Collens. Development of the Lightning Discharge 14.
- — Progressive Lightning 100.
- , — and D. J. Malan. Development of the Lightning Discharge 167.
- Leo Schulz. Künstliche Ionisation 143.
- S. L. Seaton. 0 A 4 U — On the Roof of the World 10.
- L. B. Slichter. Study of the Electrical Resistivity of the Earth's Crust at Depth 98.
- Sir Frank E. Smith. Travel of wireless waves 59.
- G. C. Southworth. Earth potential measurements being made in connection with the international polar year 61.
- Harlan T. Stetson. Sun spots and radio reception 14.
- A. F. Stevenson. Theoretical Determination of Earth Resistance from Surface Potential Measurements 142.
- Mary Taylor. Appleton-Hartree formula and dispersion curves for the propagation of electromagnetic waves through an ionized medium in the presence of an external magnetic field 144.
- G. Todesco. Propagazione di un'onda elettromagnetica in un mezzo jonizzato magneto-attivo 40.
- G. R. Toshniwal and B. D. Pant. Ionospheric Height Measurement in the Provinces of Agra and Oudh 143.
- Ial C. Verman, S. T. Char and Aijaz Mohammed. Continuous recording of retardation and intensity of echoes from the ionosphere 169.
- Karl Willy Wagner. Ergebnisse der funktechnischen Expedition der Heinrich-Hertz-Gesellschaft nach Tromsø 75.
- B. Walter. Bemerkenswerte Blitzaufnahme 76.
- Mit geschwenkter Kamera aufgenommene, bemerkenswerte Blitzphotographie 124.
- E. A. Wedemeyer. Küstenbrechung der Funkstrahlen 170.
- F. W. G. White. Diurnal variation of the intensity of wireless waves reflected from the ionosphere 60.
- A. F. Wilkins. Angle of incidence at the ground of downcoming short waves from the ionosphere 169.
- John Zeleny. Do lightning rods prevent lightning? 100.

Radioaktivität

(Siehe auch Zusammensetzung der Erde)

- Robley D. Evans. Radioactive Radiations from the Surfaces of Solids and the Measurement of the Thorium Content of Rocks 75.
- and Howel Williams. Radium Content of the Lavas of the Lassen Volcanic National Park 101.
- Hubert Garrigue. Radioactivité de l'air de l'habitation de l'Observatoire du Pic du Midi 75.

Marcel Geslin et Dimitry Chahnaroff. Radioactivité des eaux et des gaz naturels 101.

Otto Hahn und Hans-Joachim Born. Ursprung des Heliums in Sylvén 102.

Michel Pertessis. Radioactivité des sources minérales de Grèce 102.

6. Höhenstrahlung

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

M. Ackemann. Komponentenzerlegung der kosmischen Ultrastrahlung mit Hilfe von Zweifachkoinzidenzmessungen 104.

Carl D. Anderson. Cosmic-Ray Positive and Negative Electrons 20.

—, R. A. Millikan, Seth Neddermeyer and William Pickering. Mechanism of Cosmic-Ray Counter Action 146.

— and Seth H. Neddermeyer. Secondary Photons in Cosmic-Ray Showers 107.

E. V. Appleton and E. G. Bowen. Sources of Atmospherics and Penetrating Radiation 63.

Pierre Auger. Tableau schématique des connaissances actuelles sur les rayons cosmiques 79.

P. Auger et L. Leprince-Ringuet. Variation du rayonnement cosmique entre les latitudes 45° Nord et 38° Sud 44.

— — Variation du rayonnement cosmique suivant la latitude 77.

W. Baade and F. Zwicky. Supernovae and Cosmic Rays 78.

— — Cosmic rays from Super-Novae 149.

J. A. Bearden. Wilson Cloud Chamber with an Increased Time of Sensitivity 173.

Sergio De Benedetti. Absorption Measurements on the Cosmic Rays at 11° 30' Geomagnetic Latitude and 2370 Meters Elevation 103.

Ralph D. Bennett. Incipient Arcs in Ionization Chambers 124.

H. J. Bhabha. Absorption der Höhenstrahlung 47.

P. M. S. Blackett. Positive Electron 79.

L. Bogojavlensky, L. Etude du rayonnement pénétrant provenant de l'écorce terrestre 171.

Harris Booth. Absorption of Cosmical Radiation 47.

Max Born. Cosmic Rays and the New Field Theory 63.

I. S. Bowen. Path of a Secondary Cosmic-Ray Charged Particle in the Earth's Magnetic Field 126.

—, R. A. Millikan and H. V. Neher. New High-Altitude Study of Cosmic-Ray Bands and a New Determination of Their Total Energy Content 46.

James W. Broxon. Fluctuations of Cosmic-Ray Ionization 171.

—, George T. Merideth and Louis Strait. Relations Among Fluctuations of the Cosmic-Ray Ionization, of the Terrestrial Magnetic Field, of the Atmospheric Potential Gradient, and of the Absolute Humidity 19.

Benedict Cassen. Nature of Cosmic-Ray Showers 62.

J. Clay. Dutch cosmic-ray expedition 1933 125.

— and P. M. van Alphen. Secondary cosmic rays from the wall of an ionisationvessel 172.

—, L. J. Dey and H. H. J. Bunschoten. Cosmic rays inside the earth 172.

Arthur H. Compton. Scientific work in the „Century of Progress“ stratosphere balloon 78.

A. H. Compton, J. M. Benade and P. G. Ledig. Geographic Studies of Cosmic Rays 106.

— and J. J. Hopfield. Improved Cosmic-Ray Meter 20.

— and R. J. Stephenson. Cosmic-Ray Ionization at High Altitudes 126.

— — Cosmic-Ray Ionization in a Heavy Walled Chamber at High Altitudes 148.

— E. O. Wellan, R. D. Bennett and A. W. Simon. Precision Recording Cosmic-Ray Meter 173.

Axel Corlin. Cosmic Ultra-radiation and Aurorae Boreales 63.

— New Hard Component of the Cosmic Ultra-Radiation 63, 108.

— Cosmic ultra-radiation in Northern Sweden 170.

Cosmic Rays 102.

Irène Curie et F. Joliot. Rayonnement ultrapénétrant à la station scientifique du Jungfraujoch 20.

A. Dauvillier. Activité cosmique et activité solaire 64.

— Recherches sur les rayons cosmiques, effectuées au Scoresby Sund pendant l'Année Polaire 77.

W. E. Danforth, Jr. Analysis of cosmic ray deflection experiments 104.

W. E. Danforth and M. R. Lipman. Experiments on the distribution of low-energy cosmic rays in the atmosphere 127.

- Carl Eckart. Analysis of the Cosmic-Ray Absorption Curve 171.
- Alfred Ehmert. Ost-West-Effekt der Ultrastrahlung auf der Zugs Spitze 77.
- Paul S. Epstein. Expansion of the universe and intensity of cosmic rays 78.
- Robley D. Evans and H. Victor Neher. Nature of Statistical Fluctuations with Applications to Cosmic Rays 105.
- E. Fermi e B. Rossi. Azione del campo magnetico terrestre sulla radiazione penetrante 80.
- Lewis Fussell, Jr. and Thomas H. Johnson. Vacuum tube characteristics in relation to the selection of coincident pulses from cosmic ray counters 148.
- Hubert Garrigue. Radiation faiblement pénétrante au Pic du Midi 106.
- W. Gentner. Absorption des rayons γ pénétrants 109.
- C. W. Gilbert. Production of Showers by Cosmic Radiation 124.
- F. D. Greeves. Penetrating radiation from potassium 105.
- E. O. Halliday. Thunderstorms and the penetrating radiation 149.
- Victor F. Hess and R. Steinmaurer. Solar Activity and Cosmic Rays 19.
- und Rudolf Steinmaurer. Registrierung der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar bei Innsbruck 42.
- V. F. Hess, R. Steinmaurer und H. Graziadei. Meteorologische und solare Einflüsse auf die Intensität der Ultrastrahlung 43, 102.
- E. L. Hill. Positive Electrons and Cosmic Rays 44.
- H. Hoerlin. Breitenabhängigkeit der Ultrastrahlung 49.
- G. F. Hull. Cosmic-Ray Counters and Cosmic-Ray Counts 64.
- J. N. Hummel. Neue Ergebnisse aus Koinzidenzmessungen mit einem Zählerpaar 104.
- L. Jánossy. Zählrohrinvarianten 103.
- Thomas H. Johnson. Results of Angular Distribution Measurements of the Cosmic Radiation in Equatorial Latitudes 79.
- Absorption Measurements of the Cosmic Radiation 77.
- Directional Measurements of the Cosmic Radiation and Their Significance 107.
- Coincidence Counter Studies of the Corpuscular Component of the Cosmic Radiation 147.
- What Fraction of the Primary Cosmic Radiation is Positive? 173.
- Thomas H. Johnson and E. C. Stevenson. Cosmic ray hodoscope 18.
- — Asymmetry of the Cosmic Radiation at Swarthmore 21.
- P. Kipfer. Richtungsabhängigkeit von Geiger-Müller-Zählern in großen Höhen 49.
- W. Kolhörster. Hardest Cosmic Rays and the Electric Charge of the Earth 17.
- Natur der Höhenstrahlung 43.
- Nachweis koinzidierender, gerichteter Höhenstrahlen unter 500 m Wasseräquivalent 43.
- Cosmic Rays under 600 Metres of Water 108.
- Untersuchungen an extrem gefilterten Höhenstrahlen 126.
- und L. Tuwim. Gesetz der geraden Linie bei Höhenstrahlungskoinzidenzen 18.
- — Spezifische Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlung in freier Luft und hinter 10 cm Blei in Seehöhe 43.
- — † Physikalische Probleme der Höhenstrahlung 102.
- S. A. Korff. Azimuthal Investigation of Cosmic Radiation 18.
- E. Körner. Druckabhängigkeit der Restionisation 22.
- Walter Kramer. Absorption der durchdringenden Strahlung in Wasser und die Analyse der Absorptionsfunktion 22.
- P. Kraus. Druckabhängigkeit von Ionisationsströmen 102.
- R. M. Langer. Theory of the Origin of Cosmic Radiation 78.
- Ernst Lenz. Durchdringungsvermögen und Absorptionskoeffizient der Ultrastrahlung 21.
- Von der Ultrastrahlung erzeugte elektrische Leitfähigkeit der unteren Atmosphäre 48, 108.
- L. Leprince-Ringuet et P. Auger. Méthode des coïncidences de la variation du rayonnement cosmique suivant la latitude 147.
- Gordon L. Locher. Amplification and recording of rapid Geiger-Müller counter impulses 46.
- Neutrons from Cosmic-Ray Stöße 48.
- Cloud photographs of cosmic-ray Stöße 63.
- Neutrons of High Energy from Cosmic-Ray Bursts in Aluminium 107.
- Ionization by cosmic-ray particles and swift beta-particles 149.
- David L. Macadam and M. Reuel Lipman. Distribution of cosmic ray paths in a vertical cylinder 47.

- W. A. Macky. Attempt to detect radiation in thunder clouds 80.
- V. Masuch. Erdstrahlungsmessungen in Bad Nauheim nach der Gammastrahlenmethode 127.
- W. Messerschmidt. Schwankungsmessungen der Ultrastrahlung 17, 104.
- Robert A. Millikan. Cosmic-ray light on nuclear physics 46.
- , Carl D. Anderson and H. Victor Neher. Three Types of Cosmic-Ray Fluctuations and Their Significance 105.
- Rayons cosmiques 145.
- R. A. Millikan and Victor Neher. Effect of Latitude on Cosmic-Ray Intensities Both at Sea Level and at Very High Altitudes 173.
- C. G. Montgomery. Explanation of the Frequency Distribution of Size of Hoffmann Stösse 106.
- and D. D. Montgomery. Distribution of Cosmic-Ray Nuclear Disintegration in Time 45.
- Ludwig Müller. Ultrastrahlung 102.
- L. Mysovskij und M. Eigenson. Beobachtungen von Neutronen aus kosmischen Strahlen in einer Wilsonschen Kammer 148.
- P. Pfundt. Druckabhängigkeit der Restionisation bei Ultrastrahlungsmessungen 22.
- Auguste Piccard. Constitution des rayons cosmiques 148.
- Josef A. Pribsch. Druckabhängigkeit der Restionisation 22.
- J. A. Pribsch. Druckabhängigkeit der Restionisation bei Ultrastrahlungsmessungen 48, 102.
- J. A. Prins. Latitude Effect of Cosmic Radiation 49.
- W. G. Pollard. Energy Distribution in Cosmic Rays 108.
- R. Pyrkosch. Forschungen auf dem Gebiete der kosmischen Strahlung 124.
- E. Regener. New Results in Cosmic Ray Measurements 64.
- Messungen der Ultrastrahlung in der Stratosphäre 64.
- Erich Regener. Absorptionskurve der Ultrastrahlung und ihre Deutung 64.
- B. Rossi. Disintegrazione del piombo per effetto della radiazione penetrante 48, 80.
- Bruno Rossi. Wirkungen der Ultrastrahlung auf die Materie 62.
- Directional Measurements on the Cosmic Rays Near the Geomagnetic Equator 103.
- M. Rutgers van der Loeff. Probability fluctuations of fourfold coincidences in Geiger-Müller counters, produced by cosmic rays 173.
- J. H. Sawyer, Jr. Secondary and Tertiary Particles Produced by Cosmic Rays 19.
- Walter M. H. Schulze. Breitenabhängigkeit der Ultrastrahlungsintensität und Linsengestalt der Atmosphäre 17.
- Frederick Soddy. Absorption of Cosmical Radiation 47.
- Exponential Integral and Cosmical Radiation 47.
- J. C. Stearns and R. D. Bennett. Angular Distribution of Cosmic-Ray Particles 20.
- and Carl Hedberg. Comparison of Absorption Coefficients of Different Elements for Cosmic Rays 106.
- E. G. Steinke und H. Tielsch. Schwächung der Ultrastrahlung beim Durchgang durch verschiedene Materialien 19.
- Rudolf Steinmaurer und Heinz Graziadei. Meteorologische und solare Einflüsse auf die Ultrastrahlung auf dem Hafelekar 42.
- Georg Stetter und Josef Schintlmeister. Untersuchung von Korpuskularstrahlen mit einer Doppelkammer und dem Doppelröhrenelektrometer 42, 77.
- E. C. Stevenson. Azimuthal Asymmetry of the Cosmic Radiation in Colorado 62.
- and Thomas H. Johnson. Barometer Effect of Shower-Producing and of Vertical Cosmic Rays 173.
- Carl Störmer. Trajectories of electric particles in the field of a magnetic dipole with applications to the theory of cosmic radiation 171.
- Carl Störmer. Cosmic Radiation 172.
- J. C. Street. Production of Secondaries by Cosmic Rays 20.
- G. A. Suckstorff. Höhenverteilung der Erd-, Luft- und Höhenstrahlung 125.
- Höhenstrahlung während der Fahrt des Freiballon „Deutschland“ am 24. März 1933 125.
- W. F. G. Swann. Space Density of Cosmic-Ray Particles 17.
- Nature of the Primary Cosmic Radiation 44.
- Distribution of cosmic ray paths in a vertical cylinder 47.
- Hoffmann Stösse and Origin of Cosmic-Ray Ionization 77.
- Ionization Per Centimeter of Path by Individual Secondary Cosmic Rays 77, 127.

- W. F. G. Swann. Cosmical Electric Fields 107.
- and W. E. Danforth, Jr. Deflection of Cosmic-Ray Secondaries in Magnetized Iron 148.
- and C. G. Montgomery. Cosmic-Ray Nuclear Disintegrations 45.
- — Non-undirectional Emission of Hoffman's Stösse 45.
- and W. E. Ramsey. Ionization Spurts Resulting from Cosmic-Ray Entities 173.
- John Tandberg. Cosmic Rays and Lightning 48.
- J. P. T. Viljoen and B. F. J. Schonland. Distribution of the Ionizing Particles of the Penetrating Radiation in Relation to the Magnetic Meridian 21.
- Alan T. Waterman. Present status of cosmic rays 17.
- E. J. Williams. Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae 173.
- H. Zanstra. Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Ultrastrahlung 23.
- Prinzip eines Höhenstrahlungsspektrographen 104.
- Bruno Zipprich. Proportionalverstärker zum Nachweis einzelner Korpuskularteilchen 46.
- 7. Physik des Meeres**
- Zusammensetzung des Meerwassers, Statik, Dynamik und Optik (Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
- Arthur Beer. Hochseepiegel 82.
- Georges Bruel. Carte du Moyen-Ogooué à l'Océan 151.
- Gerhard Castens. Georg Wüst: Bodenwasser und Gliederung des Atlantischen Ozeans 150.
- Paul Cauchard. Teneur en oxygène dissous des eaux de la Seine maritime 82.
- C. C. Ennis. Computation of density of sea-water and corrections for deep-sea reversing-thermometers 112.
- Jonas Ekman Fjeldstad. Windstrom in einem eisbedeckten Meere 65.
- Wärmeleitung im Meere 110.
- W. R. Gherardi. Oceanographic work of the Hydrographic Office 34.
- Edward Smith Gilfillan, Jr. Isotopic Composition of Sea Water 82.
- G. R. Goldsbrough. Ocean Currents Produced by Evaporation and Precipitation 23.
- V. M. Goldschmidt. Calciumcarbonat- und Kohlensäuregehalt des Meerwassers nach den wissenschaftlichen Ergebnissen der Meteor-Expedition 49.
- Walter Hansen. Korrekutionsformeln für das Tiefsee-Umkippthermometer 132.
- E. O. Hulburt. Polarization of Light at Sea 109.
- P. Idrac. Influence du mistral et du vent d'est sur la température des couches sousmarines sur la côte d'azur 81.
- C. O'D. Iselin. Development of our conception of the Gulf Stream system 80.
- W. Köppen. Zustand der Nordsee vor 18000 Jahren 150.
- Robert Lami. Hétérogénéité de quelques caractères physiques des cuvettes littorales 150.
- W. F. McDonald and A. K. Showalter. Air- and water-temperatures in the West Indian Region 80.
- Lotte Möller. Tiefenzirkulation im Indischen Ozean 23.
- Håkon Mosby. Sea-surface and air 111.
- Wilhelm Pabst. Gerät zur Messung und Aufzeichnung des Seeganges 81.
- Hans Pettersson and Börje Kullenberg. Water Trajectories in the Open Sea 111.
- and Svante Landberg. Measurements of Submarine Daylight 111.
- J. Richter. Eisverhältnisse des Weißen Meeres 151.
- P. M. van Riel. Surface temperature in the northwestern part of the Atlantic Ocean 174.
- G. Schönweller. Hydraulic model tests 81.
- B. Schulz. Fahrt des Vermessungsschiffes „Meteor“ nach den ostisländischen und ostgrönländischen Gewässern 151.
- H. R. Seiwel und G. E. Seiwel. Gesamtphosphorgehalt des Seewassers im westlichen Nordatlantischen Ozean 151.
- W. Semmelhack. Staubfälle im nordwest-afrikanischen Gebiet des Atlantischen Ozeans 175.
- R. B. Seymour Sewell. John Murray Expedition to the Arabian Sea 64, 127.
- R. L. Smith-Rose. Electrical Properties of Sea-Water for Alternating Currents 65.
- Floyd M. Soule. Echo-sounding on the arctic submarine Nautilus 23.
- H. U. Sverdrup. Wie entsteht die Antarktische Konvergenz 175.
- Y. Tanaka, K. Nakamura and R. Hara. Calcium sulphate in sea water 111.

- A. Vedel Tåning. Supposed Submarine Ridge along the South-East Coast of Greenland 110.
 Torahiko Terada. Luminous Phenomena accompanying Destructive Sea-waves 65.
 T. Toriumi, T. Kuwahara and R. Hara. Solubilities of calcium sulphate hemihydrate in sea waters 111.
 E. Wasmund. Temperaturschichtungen im Bodensee 81.
 W. Wiese. Alkalinität des Meerwassers 23.
 H. Wörner. Brauchbarkeit der funktographischen Seebotsmeldungen zur Bestimmung von Wassertemperaturen 111.
 Franz Zorell. Atlas für Temperatur und Salzgehalt im Oberflächenwasser der Nordsee 150.

Periodische Schwingungen, Gezeiten

- Vaughan Cornish. Tidal bores which assume the form of a group of short waves 58.
 R. H. Corkan. Annual Perturbation in the Range of Tide 174.
 A. Endrös. Dämpfung der Seiches in Seen 109.
 Hans Ertel. Berechnung der Eigenschwingungen von Wassermassen in Seen unregelmäßiger Gestalt 64.
 Jonas Ekman Fjeldstad. Interne Wellen 110.
 A. H. Gibson. Tidal Estuaries: Forecasting by Model Experiments 174.
 Heinz Lettau. Stehende Wellen in Seen 150.
 O. Pettersson. Tidvattnets problem 80, 174.
 P. Schureman. Tides 23.
 R. O. Street. Tides in a hemispherical ocean bounded by a continental shelf along a meridian 23.
 H. Thorade. Gezeitenwelle des Atlantischen Ozeans 151.
 P. J. H. Unna. Seismic Sea Waves 8.

8. Physik der Atmosphäre

Statik und Dynamik

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

- Barkat Ali. High lapse-rates of temperature and their diurnal variation in the surface layers of the atmosphere over Northern India 24.
 H. Arakawa. Direction and Velocity of Wind in the Vicinity of Wind Tower 27.

- J. R. Ashworth. Rainfall and Atmospheric Pollution 28.
 Simon De Backer. Turbulence atmosphérique 154.
 P. Barreca. Fréquence des nuages en fonction de leur hauteur sur mer 183.
 Heinrich Barvir. Annahme und Erklärung einer zweigeteilten 27tägigen Periodizität 152.
 H. Bongards. Zellulosehaut zur Feuchtigkeitsmessung 132.
 — Ist es nötig, die Tabellen der maximalen Dampfspannung zu reformieren? 157.
 M. Boriosi. Curve di disattivazione che si ottengono nelle misure di radioattività atmosferica con varie durate di raccolta 68.
 F. Bošnjaković. Zustandsänderungen feuchter Luft 67.
 M. Bossolasco. Salzgehalt von Meeresluft 113.
 Max Bouet. Cas d'oscillation d'une couche d'inversion de température 154.
 C. E. Brazier et L. Eblé. Température de l'air au voisinage du sol 83.
 W. Brückmann. Problem der atmosphärischen Bewegungen 84.
 R. Bureau. Direction des sources estivales d'atmosphériques 112.
 Katherine B. Clarke. Semi-Diurnal Variation of Barometric Pressure over the Oceans 26.
 — Diurnal waves of atmospheric pressure, computed from observations made on cruise VII of the Carnegie 26.
 Condensation of Water in the Atmosphere 68.
 G. Dedebant. Évolution barométrique 27.
 — Enveloppes d'isobares 68.
 A. Defant. Abfluß schwerer Luftmassen auf geneigtem Boden 24.
 H. Ebert und A. Pfeiffer. Belüftungseinfluß auf die Angaben des Psychrometers 88.
 Hans Ertel. Parallelität von Stromlinien und Isohypsen in einer adiabatisch geschichteten Atmosphäre bei stationärer Strömung 67.
 Sigurd Evjen. Barometrische Unruhe mit Bemerkungen über den täglichen Barometergang 26.
 Experiments in the Stratosphere 65.
 Walter Findeisen. Beziehungen zwischen Reibung, Wärmeübergang und Verdunstung 28.
 — Nebelentstehung 50.
 — Kritisches über Abkühlungs- und Austrocknungsgröße 28; K. Büttner. Erwiderung 28.

- Karl Fischer. Verdunstung in den Schweizer Alpen 28.
- J. A. Froemke, C. R. Bloomquist und E. X. Anderson. Kernbildung kondensierter Dämpfe in nichtionisierter staubfreier Luft 28.
- Antonio Gião. Theorie der spontanen Störungen 51.
- E. Gold. Condensation of Water in the Atmosphere 68.
- A. Graham. Shear Patterns in an Unstable Layer of Air 67.
- Karl Griesbach. Entropieänderungen bei atmosphärischen Vorgängen 83.
- Louis P. Harrison. Observation and Theory of Turbulence in the Atmosphere 25.
- Rupert Holzapfel und Gerhard Kirsch. Oberflächenwellen des grönländischen Inlandeises 178.
- P. Idراع. Mouvements internes des masses nuageuses par la cinématographie accélérée 67.
- Frieda Innerebner. Einfluß der Exposition auf die Temperaturverhältnisse im Gebirge 24.
- C. Kassner. Alte griechisch-römische Windrose 53.
- W. Köppen. Ableitung des Korrelationsfaktors 151.
- Häufigkeit, Veränderlichkeit und Mittelwerte von Temperaturen 154.
- Friedrich Lauscher unter Mitwirkung von Otmar Eckel. Pilotballonbeobachtungen im Gailtal (Kärnten) 156.
- Heinz Lettau. Berechnung des meridionalen Austauschkoeffizienten 31.
- und Werner Schwerdtfeger. Atmosphärische Turbulenz und Vertikalaustausch vom Freiballon aus 178.
- Johannes Letzmann. Kinematik und Dynamik stabiler Luftwirbel 26.
- Längenwachstum eines Wirbels 113.
- Ergebnisse experimenteller Wirbelforschungen 128.
- Konvektive Labilität in der Atmosphäre 154.
- F. Loewe. Bedeutung des Schneefegens für den Massenhaushalt von Inlandeisen 51.
- M. Möller. Wirbelforschung 129.
- P. Moltchanoff. Resultate während des Aufstieges des Stratostats SSSR 179.
- Otohiko Nomoto, Jirô Sakagami und Yoshiyuki Fujii. Character of Vortex To Stand Perpendicularly On Walls 115.
- W. Peppler. Temperatur der Stratosphäre über Mitteleuropa 182.
- P. Raethjen. Theorie der Fronten und Zyklonen 128.
- Aufgleitfront, ihr Gleichgewicht und ihre Umlagerung 152, 153.
- Energie der zyklonischen Stürme 182.
- K. R. Ramanathan and K. P. Ramakrishnan. Distortion of the Tropopause due to Meridional Movements in the Sub-Stratosphere 67.
- L. A. Ramdas and M. S. Katti. Variation of Moisture in the Surface Layer of the Soil in Relation to the Diurnal Variation of Meteorological Factors 183.
- Ivo Ranzi. Ionospheric Investigations in Low Latitudes 115.
- Ekkehard Schmid. Untersuchungen an Verdunstungsmessern 32.
- Herbert Schober. Ablösung eines Luftwirbels bei starken Temperaturunterschieden in der bodennahen Luftschicht 155.
- Blauer Nebel 156.
- Eugen Schweitzer. Cellophan im Dienste der Feuchtigkeitsmessung 32.
- Carl Störmer. Nuages dans la stratosphère 25.
- H. Wagemann. Herkunft der kinetischen Energie der Stürme 155.
- Kurt Wegener. Schneefegen 51.
- Temperatur der Stratosphäre 66.
- Schwere-Wind 178.
- Sättigung der Luft mit Wasserdampf 183.

Strahlungsvorgänge,

Zusammensetzung

der Atmosphäre, Solarkonstante (Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

- F. Albrecht. Theoretische Untersuchungen über den Strahlungsumsatz in Wolken 130.
- Anders Ångström. Zusammenhang zwischen Strahlung und Sonnenscheindauer 159.
- Günter Archenhold. 27tägige Periode der Halohäufigkeit 24.
- T. E. Aurén. Illumination from Sun and Sky 85.
- Helligkeit auf der Skandinavischen Halbinsel 159.
- John R. Baker. Measurement of Ultraviolet Light 184.
- D. Barbier. Distribution de l'ozone dans l'atmosphère 116.
- Répartition de l'ozone atmosphérique en fonction de l'altitude 183.
- , D. Chalonge et E. Vassy. Rayonnement ultraviolet de quelques étoiles des types A et B. Dosages nocturnes d'ozone 185.

- S. J. Barnett. Multiple Sunset Flashes in Southern California 187.
- P. Barreca. Figure et la position des franges colorées autour de la terre 183.
- M. Bender. Messungen unzerlegter und spektral zerlegter Gesamt- und Ultraviolettstrahlung in Greifswald 86.
- Strahlungs- und Klimamessungen in Greifswald 156.
- H. Bender. Gehalt der Bodenluft an Radiumemanation 159.
- M. Bender und F. Krüger. Registrierungen und Vergleichsmessungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung mit kugelförmigen Kadmiumpzellen 131.
- Walter E. Bernheimer. Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung (λ 3200) in der Zeit von April 1925 bis Juni 1933 131.
- Louis Besson. Influence des fumées de Paris sur la transparence de l'air à la périphérie et dans les environs de la ville 30.
- H. v. dem Borne. Extinktionskoeffizienten für Dunst im kurzwelligen Licht und im Ultraviolett 29.
- W. Brunner, jun. Mondddämmerung und Mondzodiakallicht 160.
- Crépuscule et lumière zodiacale lunaires 184.
- J. Cabannes et J. Dufay. Analyse spectrale de la lumière du ciel nocturne au Pic du Midi 85.
- D. Chalonge. Etat actuel du problème de l'ozone atmosphérique 82.
- , F. W. P. Götz und E. Vassy. Simultanmessungen des bodennahen Ozons auf Jungfrauoch und in Lauterbrunnen 130.
- — — Mesures de la teneur en ozone de l'atmosphère 130.
- et E. Vassy. Transparence de la basse atmosphère et sa teneur en ozone 180.
- H. H. Clayton. Solar variations and atmospheric pressure 30.
- J. Coulomb et J. de Lagaye. Série de mesures à l'actinomètre Arago 86.
- N. R. Dhar and Atma Ram. Formaldehyde in the Upper Atmosphere 65.
- A. Dauvillier. Origine de l'ozone atmosphérique 65.
- Recherches sur l'ozone atmosphérique au Scoresby Sund pendant l'Année Polaire 84.
- J. Duclaux. Transparence de l'atmosphère et absorption par l'oxygène 115.
- C. H. Dwight. Curious Atmospheric Refraction Effects 31.
- Otmar Eckel. Verteilung der Ultraviolettstrahlung über das Himmelsgewölbe 157.
- V. Fesenkov (Fessenkoff). Epaisseur équivalente de l'ozone atmosphérique à l'Observatoire Astrophysique de Kutchino 180.
- Leonhard Foitzik. Messungen der spektralen Lichtdurchlässigkeit von Naturnebeln mit einem neuen Siehtmesser 157.
- L. Foitzik. Neuer Siehtmesser 54.
- Frederick E. Fowle. Ozone and sunspot-cycle 52.
- J. Gauzit. Étude de l'ozone atmosphérique par une méthode rapide de photométrie visuelle 29.
- Władysław Gorczyński. Spectrograph and Measurements of Absorption Bands in the infra-red Part of the Solar Spectrum, made in North Africa 28.
- and Edward Stenz. Atmospheric Transmission in the Water Vapour Absorption Bands ρ and Φ , according to spectrographic Measurements made in Tunisia 28.
- F. W. Paul Götz. Ultraviolettabsorption horizontaler Luftschichten zwischen Arosa-Chur und Jungfrauoch-Lauterbrunnen 115, 180.
- Neue Arbeiten zum Ozonproblem 130.
- Methode zur Bestimmung der Schichthöhe des nächtlichen Leuchtens 159.
- Deutung des Umkehrreffekts bei Messungen des atmosphärischen Ozons 179.
- und Heinz Maier-Leibnitz. Ultraviolettabsorption bodennaher Luftschichten 29.
- , A. R. Meetham and G. M. B. Dobson. Vertical Distribution of Ozone in the Atmosphere 29, 179.
- , M. Schein und B. Stoll. Atmosphärische Untersuchungen mit dem Lichtzählrohr in Arosa 180.
- Walter Grundmann. Wärmeeinstrahlung von Sonne + Himmel in Breslau 114.
- W. Grundmann und L. Kassner. Methodik der Strahlungsmessungen mit der Selen-Sperrschichtzelle 184.
- P. Gruner. Dämmerung im Hochgebirge und in der Tiefebene 116.
- Fritz Händel. Strahlungsmessungen in Hoch-Serfaus 50.
- A. G. Hatcher. Rare phenomenon in the night sky 86.
- Willis G. Hazard. Atmospheric dust recorder 158.
- L. Herman. Absorption des radiations ultraviolettes dans la basse atmosphère 67.

- C. Hoffmeister. Bisher unbekannte kosmische Einwirkung in den oberen Luftschichten 185.
- E. O. Hulburt. Absorption of Heat Rays by Fog 130.
- Chr. Jensen. Strahlungsmessungen auf Amrum 51.
- Elektronenbombardement als Faktor bei atmosphärischen Erscheinungen 66.
- Strahlungsmessungen an der See 114.
- A. Kapustinskij. Zusammensetzung der Luft in der Stratosphäre 84.
- R. Knepple. Strahlungsmessungen im Sonnenvertikal 30.
- Hilding Köhler. Chlorverteilung und Tropfengruppen im Nebel und Farberechnung der Kränze im weißen Lichte. Koagulationstheorien der Nebeltropfen 66.
- H. Kussmann. Intensität der Sonnenstrahlung in Braunlage 50.
- Zellenmessungen in Braunlage 187.
- Ernst G. Meyer. Sonnen- und Himmelsstrahlung in der Großstadt und im deutschen Mittelgebirge 87.
- W. Murevskis. Änderungen der Erdalbedo während der Eiszeit 119.
- Daizo Nukiyama. Transmissibility of the Visible Light through a Cloud of Particles 131.
- C. L. Pekeris. Interpretation of atmospheric ozone measurements 112.
- Brunt's formula for nocturnal radiation of the atmosphere 131.
- Interpretation of the Umkehr-effect in atmospheric ozone measurements 179.
- J. Pfaff. Sonnen- und Himmelsstrahlung in Saarbrücken und auf dem Schaumburg 116.
- H. H. Poole and W. R. G. Atkins. Measurements of the brightness of various parts of the sky by means of a rectifier photo-electric cell 116.
- R. Pozdëna. Funkeln der Sterne und zwei damit zusammenhängende Probleme 112.
- K. R. Ramanathan and J. V. Karandikar. Spectrum of the Night Sky and of the Zodiacal Light 52.
- Lord Rayleigh. Further experiments in illustration of the green flash at sunset 186.
- Gertrud Riemerschmid. UV der Sonnenstrahlung in Assuan 30.
- und Gerhart Riemerschmid. Ultraviolette Sonnenstrahlung in Assuan. Messungen mit der Kadmiumzelle 87.
- S. Rosseland and G. Steensholt. Relative intensity of bands in a sequence and temperature of the upper atmosphere 187.
- F. Rossmann. Lichtsäule des Mondes auf Jungfraujoch 182.
- Rudolf Sewig. Methodik der Strahlungsmessungen mit der Selen-Sperrschichtzelle 184.
- R. Spitaler. Bestrahlung der Erde durch die Sonne 157.
- Ferdinand Steinhäuser. Effektive Wärmestrahlung des Taghimmels in Abhängigkeit von Sonnenhöhe und Trübungsgrad der Atmosphäre 113.
- H. Steinhäuser. Theorie der Himmelsstrahlung und Zerstreuung 88.
- H. Steinhäuser. Horizontalsicht bei örtlich veränderlicher Trübung und Beleuchtung 112.
- Edward Stenz. Water Vapour Absorption in the infra-red Part of the Solar Spectrum, according to spectrographic Measurements made at the Mediterranean Coast 29.
- Radiation solaire dans la Haute Tatra 31.
- Seltene Haloerscheinung 157.
- E. Stoecker. Sichtbarkeit von Lichtsignalen bei Tage 31.
- Carl Störmer. Height and velocity of luminous night-clouds observed in Norway 1932 185.
- Seitarô Suzuki. Methane in the Atmosphere 65.
- L. W. Tilton. Sunspot Number and the Refractivity of Dry Air 68.
- S. W. Visser. Zusammengesetzter Halo in Zentral-Java 24.
- Robley C. Williams. Ultra-violet stellar spectra with aluminium-coated reflectors 185.
- Oliver R. Wulf. Steady States produced by Radiation with Application to the Distribution of Atmospheric Ozone 87.
- , Alfred F. Moore and Eugene H. Melvin. Atmospheric ozone absorption in the visible spectrum 160.

Akustik

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

- H. P. Berlage, jr. Hörbarkeit der Knalle einer semivulkanischen Dampfexplosion auf Sumatra 85.
- Duckert. Ergebnisse der Hörbeobachtungen des Sprengversuchs in Oldebroek 175.

- Paul Duckert. Wetterlage und die Schichtung der Atmosphäre am 15. Dezember 1932, dem Sprengtag von Oldebroek 175.
- Registrierungen von Schallwellen an kreisförmig um den Sprengherd angeordneten Stationen 177.
- Heinrich Jung. Berechnung der Laufzeitkurven des anormalen Schalles für windstille Atmosphäre 177.
- Joseph Kölzer. Anomale Schallausbreitung 177.
- Heinrich Mache. Absorption des Schalles in nebeliger Luft und in der freien Atmosphäre 68.
- Materialzusammenstellung der Schallregistrierungen während der Sprengungen in Oldebroek am 15. Dezember 1932 176.
- O. Meisser und H. Martin. Luftschallmessungen 176.
- Herbert Regula. Schallausbreitung in der Atmosphäre 176.
- B. Sandmann. Einfluß der „akustischen Umkehrschicht“ auf die Schallausbreitung 177.
- Sprengungen zu Forschungszwecken 175.
- K. Wölkken. Schalluntersuchungen im Polargebiet 177.
- Wetter und Wettervorhersage,
Klima,
Einfluß atmosphärischer Vorgänge auf Lebewesen
- Franz Baur. Verursachung und Voraussicht schadenbringender Starkregen im Gebiet der Zugstraße Vb 51.
- H. P. Berlage, Jr. Possibility of long-range forecasting in Netherlands India 124.
- F. A. Berson. Kaltfronten und präfrontale Vorgänge über Linderberg in der unteren Troposphäre 182.
- J. Boerema. Daily forecast of windforce on Java 128.
- H.-J. Bullig. Aufeinanderfolge typischer Großwetterlagen und ihre Verwendbarkeit für langfristige Wettervorhersagen 129.
- Gerhard Castens. Einstündige Temperatur-Wetterhaftigkeit 50.
- B. N. Desai and S. Ma. Vertical structure of the surface of discontinuity between the continental and the monsoon air masses in the Pre-monsoon period 27.
- and S. Basu. Evidence in favour of non-symmetrical structure in the inner storm area of cyclones in the Indian seas 27.
- Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für die Jahre 1930—1932. Aachen 33.
- E. Dinies. Auslösung und Steuerung von Kälteeinbrüchen durch hohe Druckänderungen 178.
- C. K. M. Douglas. Cumulus Clouds, Convection, Currents and Gliding 26.
- E. Ekhart. Struktur des großen Kälteeinbruchs Ende November 1930 114.
- H. von Ficker. Entstehung lokaler Wärmegewitter 25.
- H. Fricke. Goethe als Entdecker einer neuen Meteorologie 117.
- Christian Guillaume. Pluviomètre enregistreur automatique de grande sensibilité 83.
- Henry Hubert. Courants aériens en Cochinchine 83.
- Circulation générale de l'air atmosphérique au-dessus de l'Indochine 112.
- Circulation de l'air atmosphérique en altitude au-dessus de Madagascar 112.
- C. Kassner. Alte Berliner Wetterbeobachtungen 53.
- Bestimmen Frühjahrgewitter die Zugrichtung der Sommergewitter? 113.
- E. Kidson. New Zealand Weather Charts 66.
- Adam Kochański. Variation diurne de la pression et le transport des masses atmosphériques en Europe 155.
- Irving P. Krick. Foehn winds of southern California 25.
- Heinz Lettau. Groß-Austausch über Europa und dem Nordatlantik im Winter 1931 85.
- Atmosphärische Zirkulation auf der nördlichen Halbkugel im Lichte der Turbulenzvorstellungen 155.
- F. Loewe. Bisher unbekannte Ursache örtlicher Niederschlagsbildung 156.
- Eduard Markus. Nordatlantik als Vertiefungsgebiet barometrischer Minima 155.
- Fritz Möller. Differenzenmethoden bei Höhenwinden 181.
- Vier Grundrechnungsarten und die Differenzenmethode und Anwendung auf die Beständigkeit von Höhenwinden 188.
- E. Palmén. Temperaturverteilung in der Stratosphäre und ihr Einfluß auf die Dynamik des Wetters 153.
- W. Peppler. Aerologie des Nebels und Hochnebels 83.
- Helge Petersen. Extrem hohe Temperaturen und Föhn in Grönland 182.
- P. Raethjen. Böenfront als fortschreitende Umlagerungswelle 84, 128.
- L. A. Ramdas and S. Atmanathan. Fog and haze at Poona during the cold season 51.

- E. Reichel. Niederschlagsverteilung in den östlichen Zentralalpen 129.
- Einfluß des Meeres auf Wind, Temperatur und Feuchtigkeit an der pommerschen Küste 154.
- G. Roediger. Bestimmung der Höhenströmung in 5–10 km nach der Verteilung der Luftpörper 50.
- R. Scherhag. Einfluß starker troposphärischer Temperaturschwankungen auf den Luftdruck 50.
- Theorie der Hoch- und Tiefdruckgebiete 129.
- Herbert Schilder. Luftbewegung auf der Insel Wangerooge 66.
- W. Schmidt. Temperaturmessungen in 17 österreichischen Alpenseen 188.
- Heinrich Seilkopf. Meteorologische Arbeiten zur Vorbereitung und Sicherung des Ozeanluftverkehrs 152.
- Jakob Siegenthaler. Bodentemperaturen in Abhängigkeit von äußeren meteorologischen Faktoren 66.
- Sjan-zi Li. Einfluß der Wüste Taklaman auf die Witterung in Tjarchlik 184.
- F. Steinhauser. Breitenverlagerung der Zyklonenbahnen in den Vereinigten Staaten von Amerika und elfjährige Sonnenfleckperiode 187.
- R. Stüring. Bezeichnungen von meteorologischen Formelzeichen, Einheiten und Konstanten 161.
- H. U. Sverdrup. Meteorology 127.
- C. F. Talman. Translation of „Luftkörper“ 1.
- H. Thomas. Bedingungen für starken vormittägigen Temperaturanstieg im Sommer 112.
- Zustandekommen eines Druckanstieges von 35 mm durch einen stratosphärischen Kaltlufteinbruch ohne Mitwirkung troposphärischer Vorgänge 181.
- Ferd. Travniček. Merkwürdige säkulare Änderungen der barometrischen Unruhe und Windgeschwindigkeit von Bremen 128.
- Sir Gilbert T. Walker. Seasonal Weather and its Prediction 115.
- G. T. Walker. Meteorology and Gliding 154.
- K. F. Wasserfall. Versuche mit lang-sichtigen Wettervoraussagen 24, 152.
- Eduard Wertheimer. Natürlicher Ablauf der atmosphärischen Vorgänge und die Möglichkeit einer künstlichen Beeinflussung 23.
- F. J. W. Whipple. Cumulous Clouds, Convection Currents and Gliding 26.
- Heinrich Winter. Aerologisches Studium der Vb-Wetterlagen 129.
- Henryk Arctowski. Rôle de la stratosphère dans les variations climatiques 127.
- Kurt Egloff. Klima im Zimmer und seine Beziehungen zum Außenklima 132.
- W. Mörikofer. Klimatologie der Abkühlungsgröße 116.
- M. Hottinger. Heiztechnische Klimakurven 184.
- K. Kähler. Klima im Zimmer 160.
- K. Keil. Klimatologische Verwertbarkeit aerologischer Messungen nach verschiedenen Aufstiegsmethoden 153.
- Mittelwerte der Temperatur in verschiedenen Höhen während des Polarjahres 156.
- W. Köppen. Feuchtluftwüsten 83.
- Umschwung der Windverhältnisse von Europa vor etwa 12000 Jahren 156.
- W. Liese. Benutzung des Katathermometers zur Kennzeichnung des Raumklimas 188.
- Wilhelm Schmidt. Hochgebirgsklima und Technik 127.
- R. Spitaler. Verschiebung der Kalmen in der Vorzeit 155.
- W. Wundt. Lage der Kalmen 113.
- K. Büttner. Wärme- und Strahlungshaushalt des Menschen und des Frigorigometers 32.
- Physik der Bestimmung der menschlichen Energiebilanz im Zimmer und im Freien 51.
- H. Pfeleiderer. Wärme- und Wasserverlust des Gesunden im Zimmer und im Freien 51.
- W. Schmidt. Bioklima als Kleinklima und Mikroklima 133.
- Tätigkeitsbericht der bioklimatischen Forschungsstelle an der Universität Kiel 50.

9. Angewandte Geophysik

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

Allgemeines

- A. G. Loomis, H. A. Ambrose and H. T. Kennedy. Rheologic Aspects of Petroleum Production 188.
- E. R. Shepard. Physical Methods of Exploration for Oil-Bearing Structures 8.

Schwerkraftmethoden

- G. Brinckmeier. Pendelmessungen zu Zwecken der praktischen Geologie im norddeutschen Flachlande 68.
- A. Schleusener. Temperaturabhängige Störung der Gleichgewichtslage der Drehwaagegehänge 88.

Seismische
und akustische Methoden

- F. Gassmann. Auswertung der Diagramme von Seismographen und Erschütterungsmessern 140.
— Interprétation des diagrammes de sismographes et de vibrographes 188.
Mishio Ishimoto et Motoharu Kimura. Appareil analyseur en fréquence et son application aux inscriptions sismographiques 132.
W. Jost. Eistiefenmessungen am Rhonegletscher im Juli und August 1931 96.
H. Reich. Bemerkungen zur angewandten Seismik 88.
O. v. Schmidt. Bemerkungen zur angewandten Seismik 88.
H. M. Rutherford. Interpretation of reflection-seismograms 38.

Elektrische, magnetische,
radioaktive und thermische
Methoden

- V. J. Baranov und E. Gratscheva. Theorie der geophysikalischen Erkundung nach der Emanationsmethode 137.
J. Mc Garva Bruckshaw. Electrical methods of geophysical prospecting 52.

- J. Mc Garva Bruckshaw. Instrument for electrical prospecting by the inductive method 118.
R. H. Card. Recent earth-resistivity measurements in the United States 52.
Ernst Cloos. Auto-Radio als Hilfsmittel geologischer Kartierung 165.
Volker Fritsch. Bergradioversuche in Kotterbach 145.
Anton Graf. Theoretische Grundlagen der Ringsendemethode 89.
Instrument for the measurement of the resistance of earth plates 69.
J. Koenigsberger. Induktionsmessung im Zentrum einer Kreisschleife zur Leitfähigkeitsbestimmung in der Erde 32.
J. G. Koenigsberger. Bestimmung des wahren Widerstandes im Erdboden nach dem Zentralinduktionsverfahren und dem 4-Punktverfahren 160.
W. Nunier. Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Erde in verschiedenen Tiefen durch die von einem Kreisstrom induzierten Ströme 31.
Henryk Orkisz. Méthodes de réduction des observations faites à l'aide de la balance magnétique de Schmidt 100.
L. B. Slichter. Interpretation of the Resistivity Prospecting Method for Horizontal Structures 1, 55.
-

THE UNIVERSITY OF ILLINOIS AT CHICAGO



3 8198 318 724 026

